LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

COMMUNICATIONS PRÉSENTÉES

à Strasbourg, les 23, 24 et 25 mai 1961 au

COLLOQUE SUR LA PHYSIQUE NUCLÉAIRE AUX BASSES ET MOYENNES ÉNERGIES

organisé par la

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE DE LA SOCIÉTÉ FRANCAISE DE PHYSIQUE

et

LE CENTRE DE RECHERCHES NUCLÉAIRES DE STRASBOURG-CRONENBOURG

Recueil édité avec le concours de Mme P. GUGENBERGER
Département de Physique Nucléaire et de Physique du Solide, C. E. N., Saclay

PROPRIÉTÉS DES POSITONS : QUELQUES RÉSULTATS OBTENUS A L'AIDE DE PHOTONS MONOCHROMATIQUES DANS LE DOMAINE DES RÉACTIONS PHOTONUCLÉAIRES

Par J. MILLER, C. SCHUHL et C. TZARA,
C. E. N., Saclay.

Résumé. — Les propriétés spécifiques des positons, comparées à celles des négatons, rendent possibles des études de réactions photonucléaires avec photons monochromatiques. Les résultats obtenus à Saclay à l'aide de cette méthode concernent les réactions (γ, n) sur divers éléments et la diffusion élastique des photons par quelques noyaux.

Abstract. — The specific [properties of positrons, compared to those of negatrons, make possible the study of photonuclear reactions with the aid of monochromatic photons. The results obtained at Saclay by this method deal with (γ, n) reactions on various elements and the elastic scattering of photons on some of them.

L'étude expérimentale des réactions photonucléaires a jusqu'à présent été abordée essentiellement à l'aide du rayonnement de freinage. Depuis peu, la diffusion inélastique d'électrons d'une part, les photons monochromatiques de diverses origines d'autre part, permettent une extension des données actuelles. Parmi les sources de photons monochromatiques, l'annihilation en vol de positons nous a fourni des résultats que je vais vous exposer.

L'interaction entre photons et noyaux est un outil d'investigation commode en ce que les probabilités de transitions sont en principe rigoureusement calculables à partir des fonctions d'onde, en tout cas pour ce qui concerne les transitions électriques. Malheureusement la manipulation des photons se heurte à des difficultés d'ordre métrologique ; il est peu aisé de connaître leur spectre, leur flux. Les spectromètres existants n'ont pas à

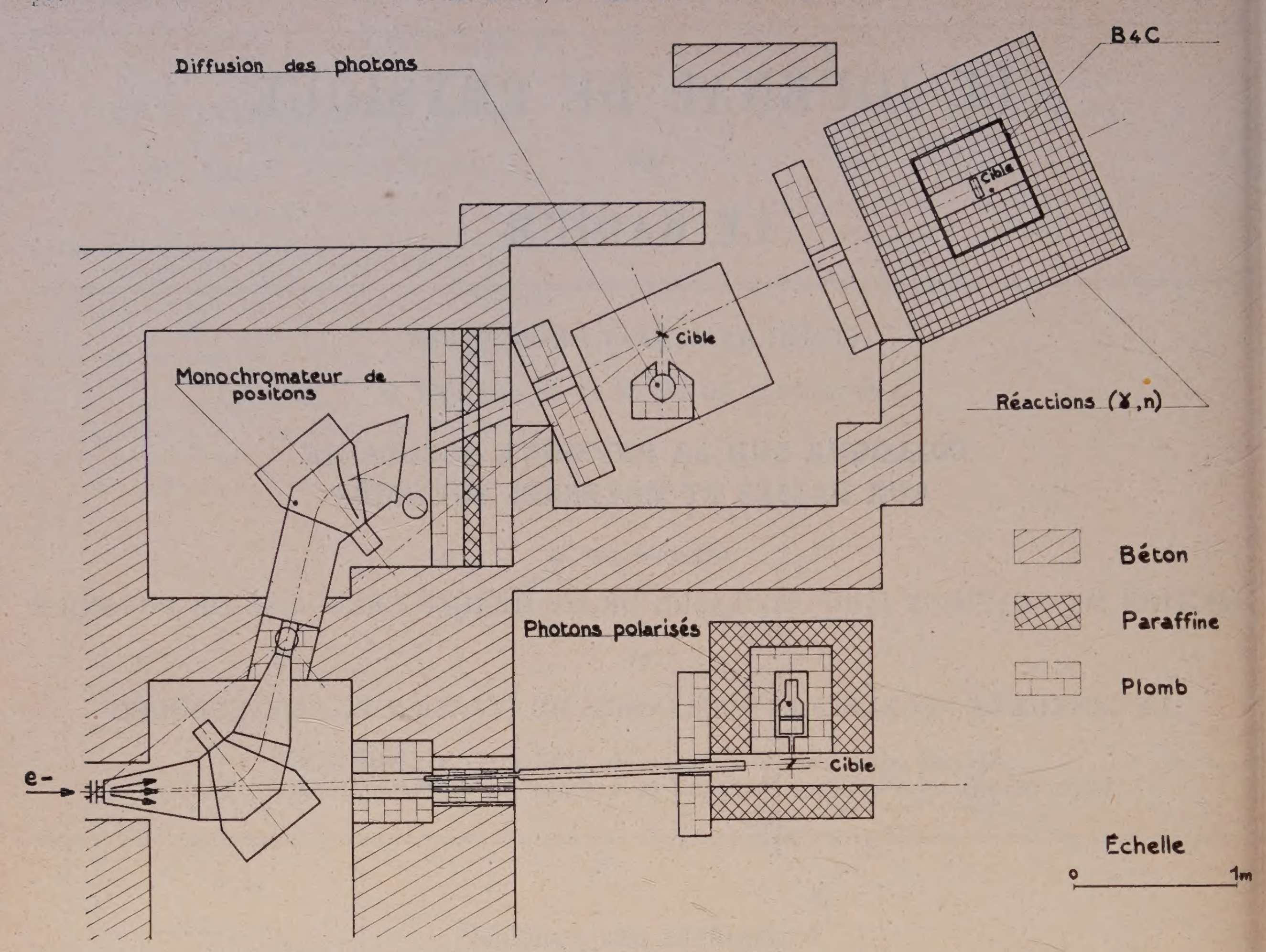


FIG. 1. — Schéma de l'installation.

la fois une bonne résolution et un rendement suffisant. Les chambres d'ionisation ne donnent que très indirectement le flux de photons incidents.

On conçoit que, dans le cas d'un spectre continu tel que celui du rayonnement de freinage, les difficultés sont accrues du fait que la partie intéressante du spectre du côté du maximum d'énergie est peu intense. D'où une situation un peu anarchique dans les données expérimentales, où des écarts de 40 % sont fréquents dans les mesures, parfois dans un même laboratoire.

Les positons, utilisés à la place des négatons, fournissent un pic monochromatique de photons, outre le rayonnement de freinage. Dans un matériau léger comme le lithium, c'est l'annihilation en deux photons qui prédomine. Par conséquent, contrairement à ce qui se passe pour l'annihilation en un quantum, la monochromaticité ne peut être qu'approchée, et elle est due aux propriétés particulières dynamiques de ce processus et non à un simple bilan d'énergie.

Je voudrais à ce point rappeler une propriété des positons, peut être mal connue ; on sait que des négatons diffusés par une charge peuvent l'exciter par cession d'un photon virtuel. De la même manière que ce processus se rattache au rayonnement de freinage, on peut penser qu'une excitation par un photon virtuel monochromatique lors de l'interaction positon-noyau est reliée à l'annihilation en un quantum. En effet, appliquant le principe de substitution qui permet de calculer l'élément de matrice d'un processus à partir de celui d'un autre qui ne diffère que par la nature d'une des particules entrante ou sortante : e^+, e^- ou photon, on constate que ce processus « posito-nucléaire » est lié à la conversion électronique (la diffusion inélastique d'électrons est de même liée à l'émission de paire par un état excité) et que la section efficace d'excitation par annihilation virtuelle et la section efficace d'absorption d'un photon réel de l'énergie correspondante sont simplement liées :

$$\sigma_{e+} = \alpha \sigma_{\gamma}$$

où α est le coefficient de conversion interne. Cette évaluation est confirmée dans un article ancien de Present et Chen où l'effet est calculé en détail.

Il faut noter que α diminue très rapidement quand E croît ou quand Z décroît. D'autre part α n'a été calculé pour $E \gg mc^2$ que dans l'approximation de Born par Dancoff et Morrison, et le résultat est que α est indépendant de la multipolarité de la transition excitée ; on ne trouve donc pas dans le processus virtuel d'annihilation l'avantage que procure la diffusion inélastique d'exciter des multipolarités diverses. Enfin, en comparant ce mode d'utilisation des positons avec l'annihilation en vol réelle, il faut mettre en balance α d'une part et le rendement en photon d'annihilation d'autre part ; ce dernier est légèrement favorisé. Néanmoins nous avons essayé d'exciter de cette manière la transition $^{197}Au(e^+, n)^{196}Au$ en observant dans des feuilles très minces l'activité résiduelle. Malheureusement des neutrons thermiques n'ont pu être évités totalement dans la région de ces feuilles et la réaction $^{197}Au(n, \gamma)^{198}Au$ a masqué l'effet cherché.

Revenons à l'utilisation des photons réels d'annihilation. Nous nous sommes efforcés de déterminer une procédure expérimentale qui élimine le plus d'incertitude possible dans la mesure des sections efficaces photonucléaires. En effet il n'est pas seulement utile de connaître la variation relative de la probabilité d'absorption en fonction de l'énergie, mais encore la valeur absolue de sorte que non seulement les niveaux soient localisés mais encore leur densité et leur force de transition soient obtenues ainsi que la valeur des sections efficaces intégrées qu'on peut confronter aux règles de somme pour en déduire par exemple la fraction de force d'échange.

Pour cette raison nous sommes obligés d'insister sur certains détails expérimentaux.

Partons du faisceau de positons circulant dans l'aimant déflecteur situé après la fente d'analyse (*fig.* 1). Nous en connaissons l'énergie (l'échelle d'énergie a été étalonnée l'année dernière par diffusion sur le niveau de 15,11 MeV de ^{12}C) et le flux en mesurant le courant produit dans une chambre d'ionisation remplie de xénon. Le spectre et l'intensité du flux de photons d'annihilation se calcule à partir de ces deux données, par exemple dans la région de convergence des photons. Nous mesurons ce flux à l'aide d'un spectromètre à INa (101,6 × 127 mm) situé en ce point. Comme dans toutes les mesures ultérieures, le spectre d'annihilation s'obtient en soustrayant de la mesure avec des positons une mesure faite avec des négatons, toutes choses égales par ailleurs. En toute rigueur ni l'ionisation du xénon, ni le rayonnement de freinage ne sont identiques pour des positons et des négatons. La différence est cependant négligeable, à la précision actuelle des mesures, et en effet nous n'avons pu détecter de différence entre le freinage des e^+ et des e^-.

Nous obtenons ainsi les réponses spectrales du INa pour des énergies comprises entre 6 et 22 MeV. Un point délicat est d'en déduire le flux de photons incident. Au delà de 10 MeV l'approximation que toute l'énergie perdue dans le cristal pour constituer le pic observé l'est par création de paire est bonne.

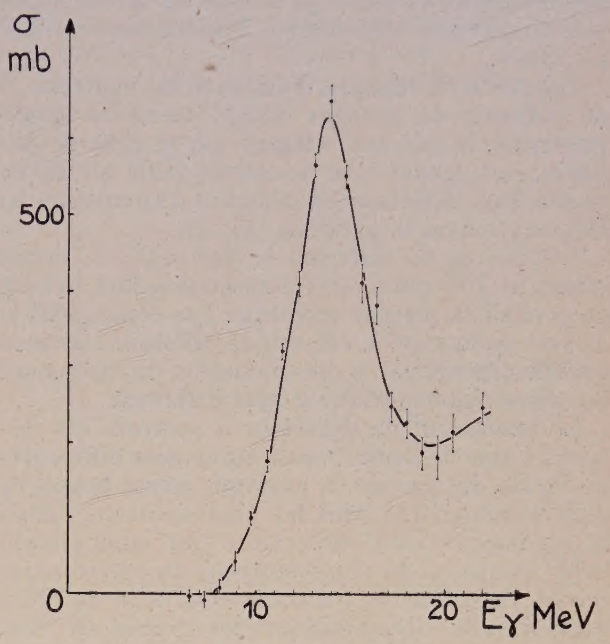


FIG. 2*a*. — Bismuth, $\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) + \dots$

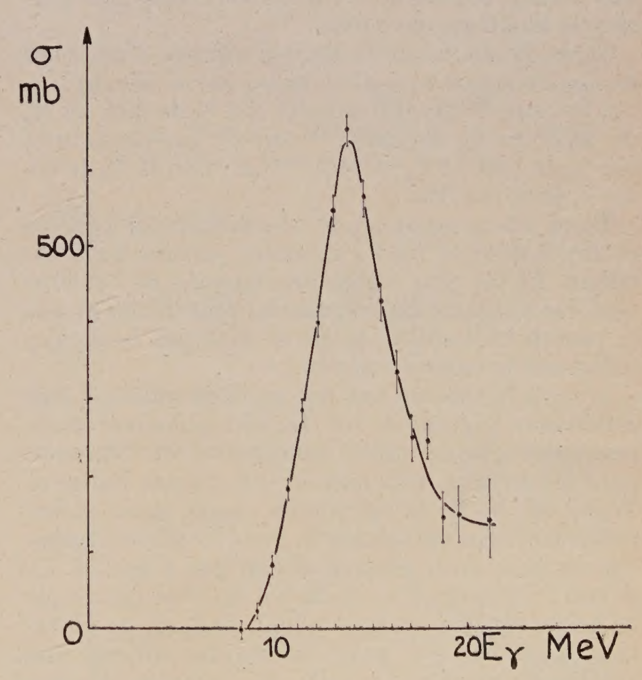


FIG. 2*b*. — Plomb, $\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) + \dots$

Finalement le flux ainsi mesuré est de 10 % inférieur au flux calculé. Nous verrons plus loin qu'un critère de cohérence interne des mesures de réac-

tion (γ, n) et de diffusion élastique renforce notre confiance dans la valeur du flux de photons.

Quant au spectre de photons, il avait été confirmé l'année dernière qu'il était de forme à peu près triangulaire et de largeur à mi-hauteur 0,5 MeV à 15 MeV.

Les sections efficaces d'émission de neutrons et de diffusion de photons étaient mesurées simultanément, le faisceau, atténué par la cible de diffusion, atteignant une deuxième cible située au centre d'un détecteur de neutrons à compteurs au BF_3 noyés dans la paraffine (*fig.* 2).

L'étude de la diffusion se fait avec le même cristal de INa qui a servi à mesurer le flux et dont on connaît la réponse spectrale. Par conséquent la mesure de la section efficace de diffusion élastique évite le passage par la détermination du rendement du cristal, intermédiaire le plus scabreux.

Le rendement du détecteur à neutrons est mesuré à l'aide de deux sources étalonnées différentes de Po-Be. Le spectre de neutrons en est beaucoup plus énergique que celui des photoneutrons ; aussi le rendement est-il déterminé par comparaison entre comptage de photoneutrons du cuivre naturel et détection de l'activité résiduelle de ^{62}Cu, sous forme de γ d'annihilation des e^+ émis par ^{62}Cu. Cette dernière est étalonnée par comparaison avec une source étalon de ^{22}Na insérée dans une géométrie identique de cuivre.

Nous avons étudié la section efficace d'émission de neutrons soit $\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) + \ldots$ — sur ^{209}Bi—Pb naturel (52 % de 208, 24 % de 207, 25 % de 206), ^{197}Au—^{181}Ta, Ce naturel (88 % de 140, 11 % de 142), ^{139}La—Cu (31 % de 65, 69 % de 63) et ^{9}Be.

Bi et Pb se comportent identiquement (*fig.* 2*a* et 2*b*), à quoi on peut s'attendre puisque les transitions *E*1 les plus fortes proviennent de l'excitation des nucléons des couches les plus basses et que le proton célibataire du Bi ne doit pas beaucoup influencer le cœur du noyau.

L'or et le tantale ont des sections efficaces très différentes (*fig.* 3*a* et 3*b*). Le dédoublement de la résonance géante prévu par Danos et Okamoto pour les noyaux déformés et observé par Fuller et Weiss au N. B. S. est visible aussi, mais moins nettement. En particulier le premier pic est accroché au flanc du deuxième et non pas à égalité. Ce devrait d'ailleurs être le cas s'il est vrai que le pic de haute énergie, correspondant au mode de vibration transverse, a, pour un noyau oblong, une amplitude double de celle du premier. Encore faut-il admettre que leur largeur est la même (amortissement identique des deux types d'états excités) et que ces deux modes sont découplés. Si nos mesures se confirment, il devient malheureusement plus difficile de déduire le moment quadrupolaire de l'écartement des deux pics.

Le lanthane et le cérium (*fig.* 4*a* et 4*b*), magiques en protons, diffèrent par un neutron qui semble influer sensiblement sur la forme de la section efficace.

Le cuivre (*fig.* 5) a été étudié surtout parce qu'il sert de référence dans de très nombreux travaux à

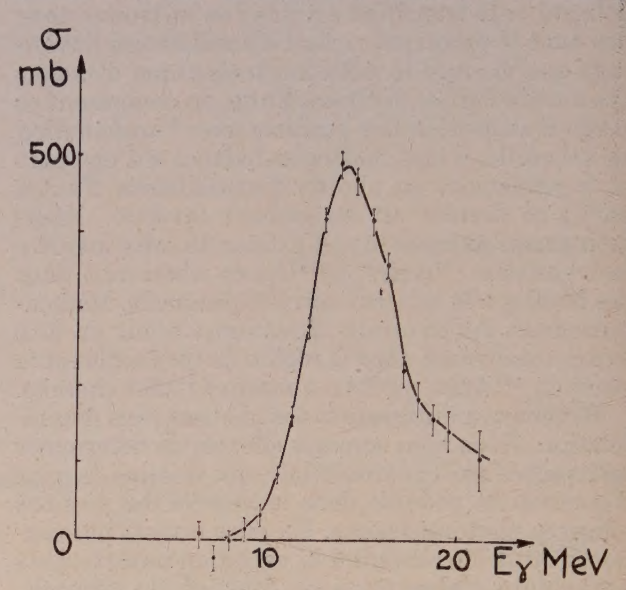


FIG. 3*a*. — Or, $\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) + \ldots$

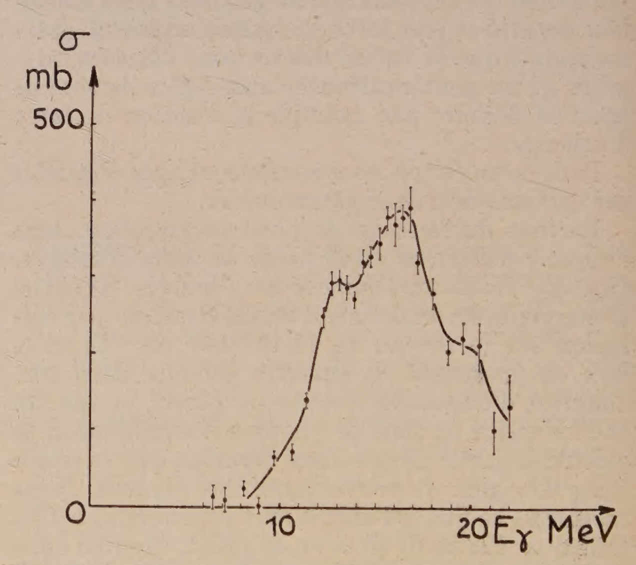


FIG. 3*b*. — Tantale, $\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) + \ldots$

l'aide de rayonnement de freinage, de γ de réactions nucléaires, et de réactions électro-nucléaires.

Enfin les résultats concernant ^{9}Be ne sont pas encore analysés complètement.

Groupant ces mesures et les comparant à celles faites par rayonnement de freinage, nous constatons que nous trouvons des sections efficaces de l'ordre de 1,5 fois plus petites. Mais l'accord est excellent avec des mesures par photons de réactions nucléaires.

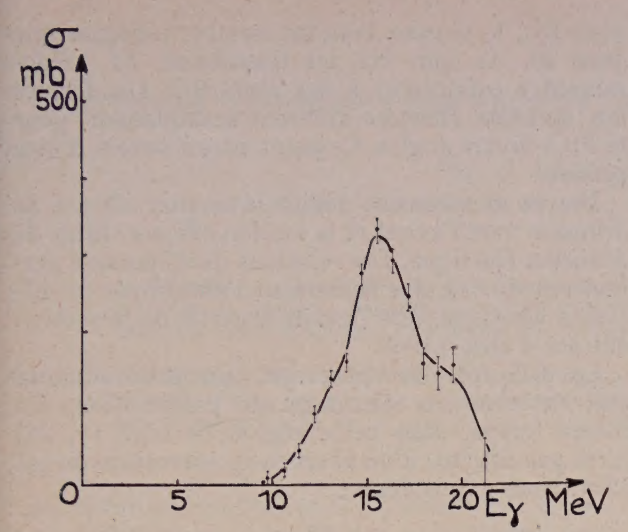


FIG. 4*a*. — Lanthane, $\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) + \ldots$

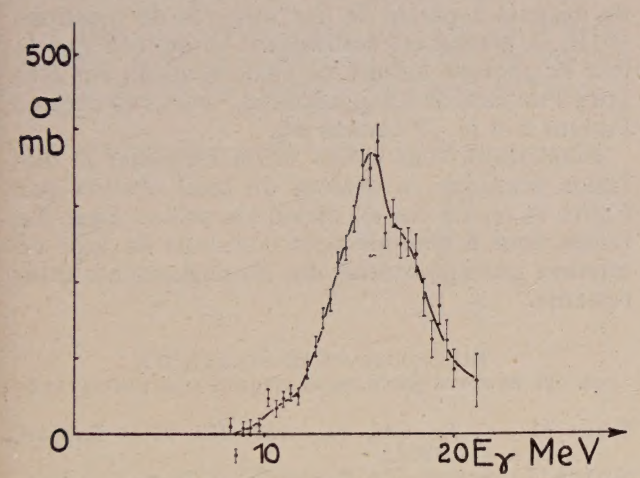


FIG. 4*b*. — Cérium, $\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) + \ldots$

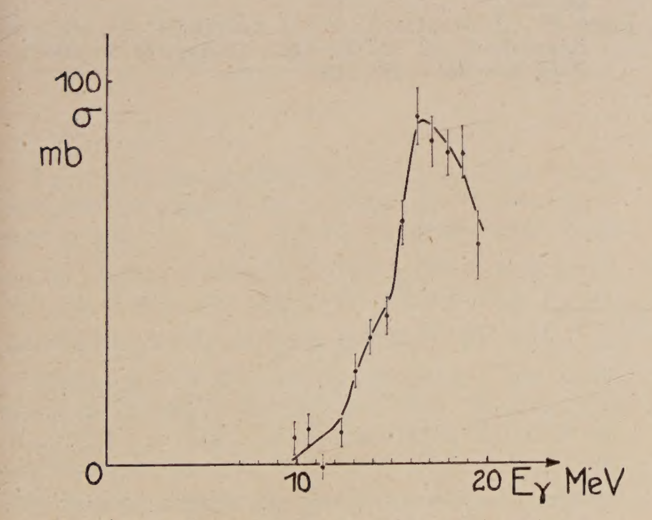


FIG. 5. — Cuivre, $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \ldots$

Les mesures de diffusion élastique (50 fois moins probable que l'absorption pour Pb et Bi) ont été faites sur ces deux noyaux à divers angles. Les distributions angulaires ont été observées (*fig.* 6 et 7) ; elles sont en $(1 + \cos^2 \theta)$ pour Pb et

$$1 + (0,3 \pm 0,1) \cos^2 \theta$$

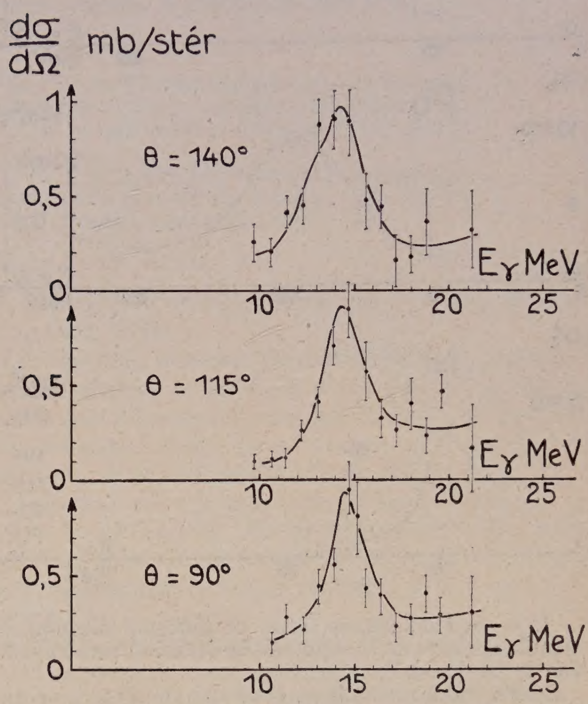


FIG. 6. — Distribution angulaire des photons diffusés élastiquement sur Bi.

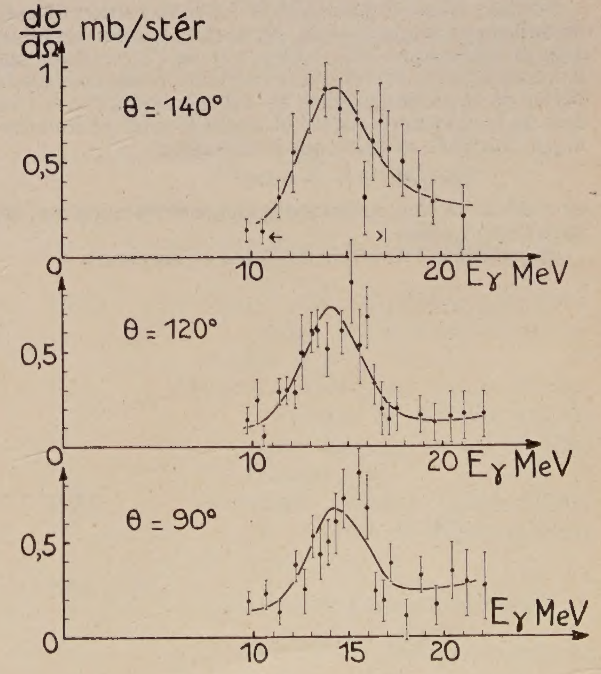


FIG. 7. — Distribution angulaire des photons diffusés élastiquement sur Pb.

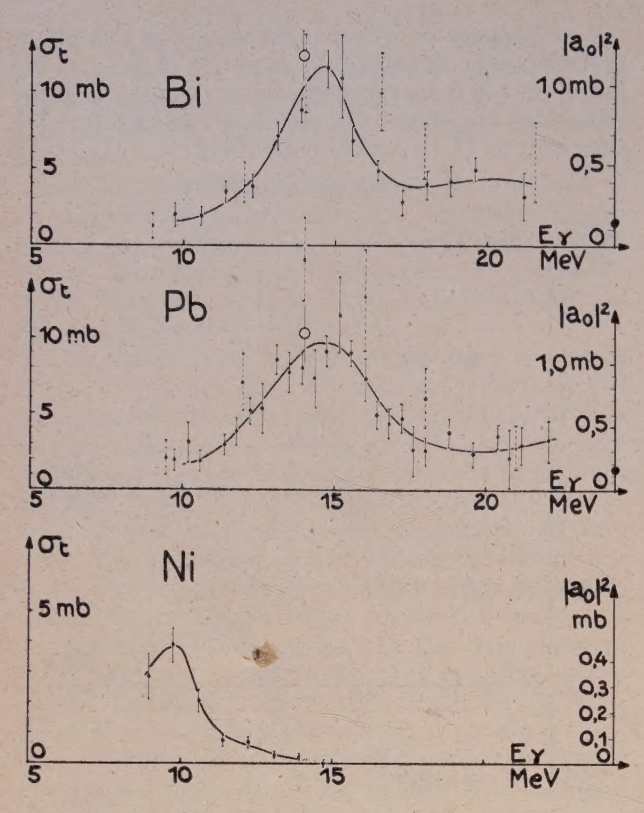


Fig. 8. — Section efficace totale de diffusion élastique et module au carré de l'amplitude de diffusion vers l'avant. Cas de Ni, Pb et Bi.

Cercles vides : module au carré des amplitudes de diffusion absorptive calculées à partir des sections efficaces $\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) + \ldots$ (seule la première réaction intervient vers (14 MeV).

Cercles pleins : limites $(Ze^2/Mc^2)^2$ de la section efficace de diffusion à haute énergie. En réalité, à cause des interactions mésoniques des nucléons et de l'incertitude sur la limite à haute énergie de la diffusion, il vaudraitmieux parler de la section efficace de diffusion vers l'avant au delà de la résonance géante et avant le seuil photomésonique ; on peut montrer que l'expression

$$(Ze^2/Mc^2)^2 (1 + 0{,}8x)^2$$

où x est la fraction de force d'échange entre nucléons, est mieux appropriée.

En pointillés : résultats de Fuller et Hayward.

pour Bi ; le dernier résultat semble indiquer que pour Bi, de spin 9/2, les transitions $E1$ prédominantes conduisent à des états 9/2. Les formes des sections efficaces diffèrent sensiblement pour le Pb à divers angles. Ce point aurait besoin d'être précisé.

De ces mesures ont déduit la section efficace de diffusion vers l'avant et la section efficace totale de diffusion élastique. Les relations de dispersion permettent de calculer facilement l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant à partir de la section efficace d'absorption.

La diffusion absorptive est très prédominante aux environs du maximum de l'absorption. En même temps, dans cette région, le seuil (γ, 2n) n'est pas atteint, d'où absence de correction de cet effet. Nous avons donc :

$$\frac{d\sigma(0)}{d\Omega} = |a_0|^2 \simeq \frac{E^2}{16\pi^2 \hbar^2 c^2} (\sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,\gamma})^2.$$

Sur la figure 8 est porté le résultat du calcul de $d\sigma_0/d\Omega$ à partir de nos mesures de réactions (γ, n). L'accord est satisfaisant et indique que le flux de photons mesuré ne peut en aucun cas être faux d'un facteur 1,5 (puisque $|a_0|^2$ varierait comme l'erreur x et $(\sigma_{\gamma,n})^2$ comme x^2).

Finalement nous avons voulu examiner la diffusion élastique en dessous du seuil observé par Fuller et al. Le cas du nickel s'y prêtait bien. Le temps nous a manqué pour continuer ce type de mesures qui apporterait des renseignements intéressants.

BIBLIOGRAPHIE SUCCINCTE
SUR LES PHOTONS MONOCHROMATIQUES D'ANNIHILATION

Tzara (C.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 56 et Rapport C. E. A. 814, 1958.

Miller (J.), Schuhl (C.), Tamas (G.) et Tzara (C.), Rapports à la conférence Gordon, août 1959, et à la conférence de Karlsruhe, août 1960. *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 755.

Fultz (S. C.), Jupiter (C. P.) et Austin (N. A.), etc..., Rapports U. C. R. L. 6043, 6044 et 6177 (1960). *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 866.

DIFFUSION RÉSONNANTE DES PHOTONS : RÉSONANCE GÉANTE DANS ^{12}C, ^{27}Al ET ^{40}Ca

Par A. BUSSIÈRE DE NERCY,
Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — On a étudié la résonance géante dans ^{12}C, ^{27}Al et ^{40}Ca par diffusion résonnante des photons de freinage. Les distributions angulaires correspondent à des transitions dipolaires. Les résultats sont comparés aux sections efficaces (γ, n), (γ, p) et aux sections efficaces d'absorption.

Abstract. — We have studied the giant resonance in ^{12}C, ^{27}Al and ^{40}Ca by resonnant scattering of bremstrahlung γ rays. The angular distributions of the scattered photons are dipolar. The results are compared with (γ, n) and (γ, p) cross-sections and absorption cross-sections.

La diffusion résonnante des photons par le carbone, l'aluminium et le calcium a été étudiée avec le faisceau de photons de freinage produit par le bétatron du Laboratoire de Synthèse Atomique et d'Optique Protonique à Ivry.

Le dispositif expérimental est celui qui a déjà été utilisé pour les expériences de diffusion par les niveaux de 10,4 MeV de Mg et 11,2 MeV de ^{28}Si [1], [2].

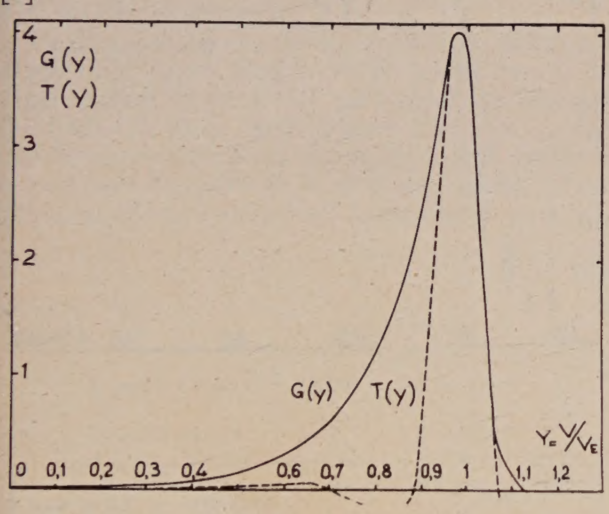


FIG. 1.

La courbe de réponse du détecteur $G(y)$, obtenue avec les photons de 15,1 MeV de ^{12}C, est représentée (*fig.* 1). Soit $S(E,V)$ la probabilité pour qu'un photon d'énergie E, interagissant avec le détecteur, donne une impulsion d'amplitude V, par unité d'amplitude, on aura $\int S(E,V).\mathrm{d}V = 1$.

Posons $y = V/V_E$, où V_E est égal à V au maximum de la courbe de réponse, $G(y)$. Nous aurons $V_E\, S(E,V) = G(y)$. La relation entre V_E et E est évidemment linéaire, $V_E.E_m = V_{E_m}.E$, si E_m est l'énergie maximum du spectre de bremstrahlung. Nous supposerons en outre que la courbe de réponse est à peu près indépendante de l'énergie E, [3], entre 15 et 30 MeV.

Les spectres obtenus avec des cibles de graphite, d'aluminium et de calcium d'environ 2,5 g/cm² et un faisceau d'énergie maximum 32 MeV, présentent une résonance large pour une énergie correspondant à la résonance géante dans ces noyaux.

L'analyse de ces spectres, compte tenu de la forme de la courbe de résolution du détecteur (*fig.* 1) et de la forme du spectre de bremstrahlung, a été réalisée par la même méthode que Penfold et Garwin [3].

Elle consiste à effectuer une correction partielle pour la courbe de réponse du détecteur, de manière à obtenir une nouvelle réponse $T(y)$ (*fig.* 1), qui ne s'étend plus vers les basses énergies et dont la résolution est 10 % au lieu de 16 % pour $G(y)$.

En tenant compte uniquement de la diffusion élastique, le nombre d'impulsions d'amplitude V, par unité d'amplitude, dans un spectre provenant d'une irradiation à une énergie maximum E_m, est :

$$N(E_m;V) = F(E_m)\int_0^{\infty} S(E;V)\ \sigma'(E)\ \frac{\Phi(E_m;E)}{E}\ \mathrm{d}E$$

avec $\sigma'(E) = nx\ \Omega(E)\ \varepsilon(E)\ \sigma(E)$.

nx = nombre d'atomes par cm² de la cible.

$\Omega(E)$ = angle solide du détecteur vu du centre de la cible à l'énergie E, [4].

$\varepsilon(E)$ = probabilité pour qu'un photon d'énergie E, diffusé par la cible, interagisse avec le détecteur, [4].

$\sigma(E)$ = section efficace différentielle ($\theta = 140°$) de diffusion élastique, (γ, γ).

$\dfrac{\Phi(E_m;E)}{E}$ = nombre de photons d'énergie E, par unité d'énergie, incidents sur la cible.

$F(E_m)$ = réponse du moniteur, [4].

La solution pour $\sigma'(E)$ sera finalement, [3],

$$\sigma'(E) = \frac{N(E_m\,;V) - 0{,}56\;N(E_m\,;1{,}12\;V)}{\frac{F(E_m)}{V}\int_{0,8}^{1,2}\Phi\left(E_m\,;\frac{E_m\,V}{V_m\,y}\right)T(y)\;dy}.$$

A cause de la forme du spectre de bremstrahlung au voisinage du bout du spectre et de la réponse du du détecteur, nous sommes limités à $E < 0{,}85\;E_m$.

Si on tient compte de la diffusion inélastique, la quantité mesurée $\sigma'(E)$ sera :

$$\sigma^1(E) = \sigma'_{\text{él}}(E) + \frac{E}{\Phi(E_m\,;\,E)}\int_0^\infty \frac{\Phi(E_m\,;E')}{E'}\,\sigma'_{\text{inél}}\,(E';E)\;dE'$$

avec $\sigma'(E;E') = nx\;\Omega(E')\;\varepsilon(E')\;\sigma(E;E')$.

$\sigma(E;E')$ = section efficace différentielle ($\theta = 140°$) de diffusion inélastique (γ, γ').

Nous pouvons nous rendre compte de la contribution de la diffusion inélastique en étudiant $\sigma'(E)$ en fonction de E_m. Dans nos expériences, nous n'avons pu mettre en évidence la diffusion inélastique qui semble peu importante (*fig.* 2, 3 et 4).

Les résultats obtenus pour le carbone, l'aluminium et le calcium sont représentés (*fig.* 2, 3 et 4). Sur les mêmes figures, nous avons notés les points expérimentaux de Penfold et Garwin [3] et ceux de Fuller et Hayward [5]. L'accord général est assez bon, sauf pour le calcium, compte tenu des incertitudes expérimentales assez importantes. Les courbes portées sur les figures représentent les sections efficaces de diffusion élastique prédites par la relation de dispersion [3], [5], [6] et les sections efficaces d'absorption, (γ, n) et (γ, p) :

$$6\pi\lambda\!\!\!^{-2}(E)\;\sigma_d(E) = [\sigma_a(E)]^2 + \left[\frac{2E}{\pi}\,P\int\frac{\sigma_a(E')\;dE'}{E'^2 - E^2} + (6\pi\lambda\!\!\!^{-2}(E)\;\sigma_T)^{1/2}\right]^2$$

avec $\sigma_T(E)$ = section efficace d'absorption, $[(\gamma, n) + (\gamma, p)]$.

σ_T = section efficace Thomson.

$\lambda\!\!\!^{-} = \hbar c/E$ = longueur d'onde d'un photon d'énergie E.

P indique qu'il faut prendre la partie principale de l'intégrale.

Nous pouvons estimer les incertitudes sur $\sigma_a(E)$ à $\pm$ 1 MeV en énergie et au moins 20 % en section efficace.

Pour le carbone (*fig.* 3), la courbe donnée par Penfold et Garwin [3] est tout à fait en accord avec nos résultats.

Pour l'aluminium (*fig.* 2), la courbe tirée de la section efficace d'absorption donnée par Baglin et coll. [7], est décalée d'environ 2 MeV par rapport à nos résultats, ce qui confirme les premières mesures de Fuller et Hayward [5] qui indiquaient une forte absorption au-dessus de la résonance géante.

Pour le calcium (*fig.* 4), la courbe tirée de la

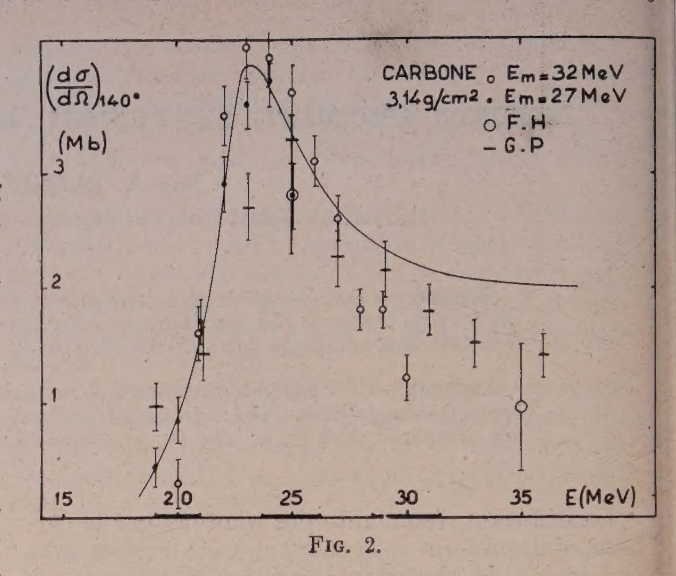


Fig. 2.

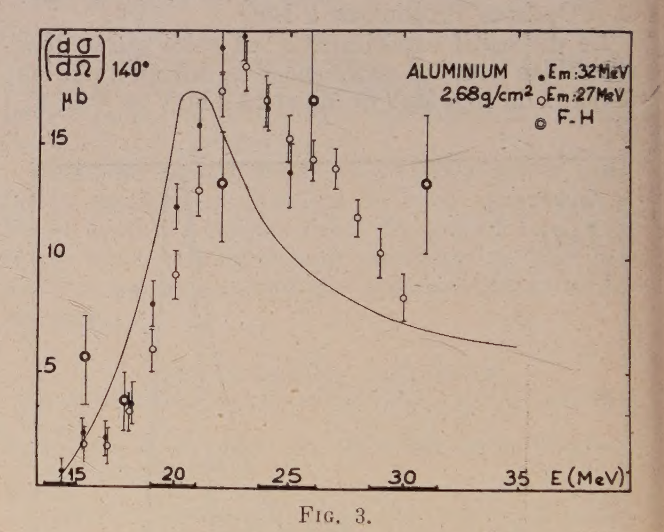


Fig. 3.

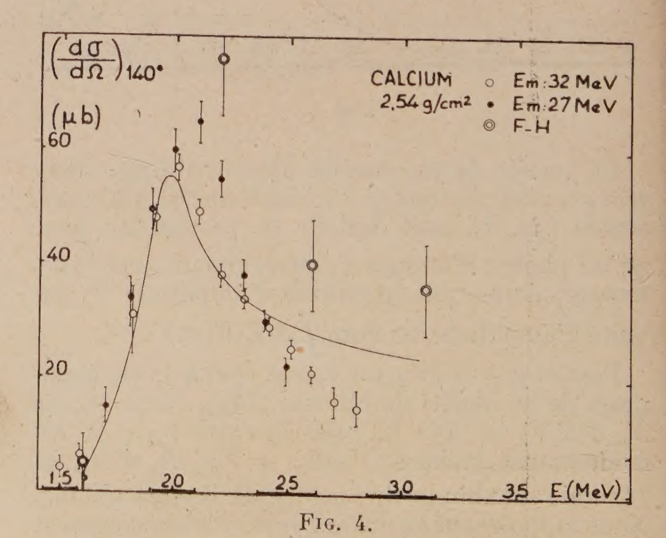


Fig. 4.

section efficace d'absorption donnée par Dular et coll. [8], est en accord avec nos résultats.

Nos valeurs expérimentales semblent systématiquement inférieures aux prévisions théoriques vers les hautes énergies.

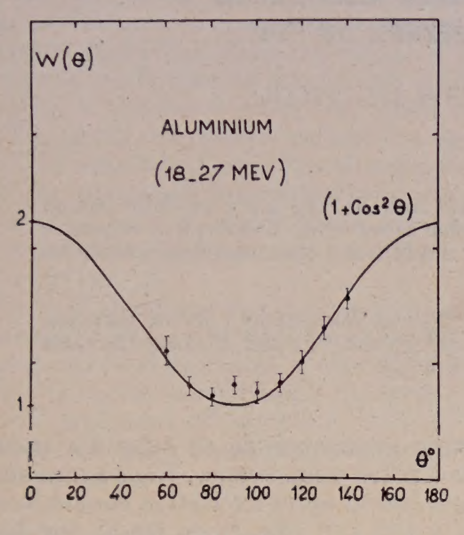


FIG. 5.

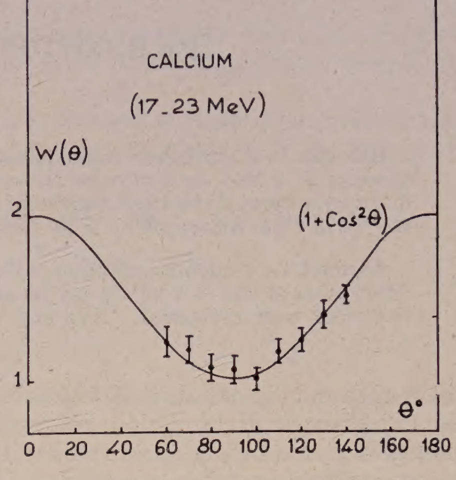


FIG. 6.

La distribution angulaire des photons diffusés a été étudiée pour l'aluminium et le calcium, à un angle variant de 60° à 140° par rapport au faisceau incident. Ces deux distributions (*fig.* 5 et 6), ont une forte prédominance dipolaire, ce qui confirme le caractère dipolaire de la résonance géante. Pour l'aluminium, on s'attendrait à une anisotropie très faible ; le résultat obtenu pourrait indiquer une interférence entre les niveaux responsables de la résonance géante.

Pour une énergie voisine du maximum de la résonance, nous avons les relations [5] :

$$\sigma_d^0 \simeq (\sigma_a^0)^2/6\pi\lambda\!\!\!^{-2} \simeq \sigma_a^0\, \Gamma_\gamma/\Gamma.$$

En calculant Γ_γ/Γ à partir de la section efficace intégrée, en supposant une résonance simple, [1] [2], nous pouvons comparer les résultats tirés des sections efficaces d'absorption et des sections efficaces de diffusion (Tableau 1) :

TABLEAU 1

	Carbone		Aluminium		Calcium	
A partir de $\sigma_a(E)$	30	$1{,}5 \times 10^{-3}$	174	$3{,}2 \times 10^{-3}$	580	$5{,}8 \times 10^{-3}$
A partir de $\sigma_d(E)$	42	$1{,}6 \times 10^{-3}$	200	$3{,}2 \times 10^{-3}$	610	$5{,}3 \times 10^{-3}$
	$\sigma_d^0\,\mu b$	$\Gamma_{\gamma/\Gamma}$	$\sigma_d^0\,\mu b$	$\Gamma_{\gamma/\Gamma}$	$\sigma_d^0\,\mu b$	$\Gamma_{\gamma/\Gamma}$

L'accord général est assez satisfaisant, compte tenu des erreurs expérimentales de part et d'autre, et d'autant meilleur que les noyaux sont plus lourds, ce qui confirme les résultats de Fuller et Hayward [5].

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Synthèse atomique et d'Optique protonique du C. N. R. S. Je remercie le Professeur C. Magnan d'avoir bien voulu s'y intéresser.

BIBLIOGRAPHIE

[1] BUSSIÈRE DE NERCY (A.) et LANGEVIN (M.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 293.
[2] BUSSIÈRE DE NERCY (A.) et LANGEVIN (M.), Congrès de Physique Nucléaire, Moscou, 1960.
[3] PENFOLD (A. S.) et GARWIN (E. L.), *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 120.
[4] BUSSIÈRE DE NERCY (A.), Thèse de Doctorat, Paris (en préparation).
[5] FULLER (E. G.) et HAYWARD (E.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 692.
[6] GELL-MANN (M.), GOLDBERGER (M. L.) et THIRRING (W. E.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 1612.
[7] BAGLIN (J. E. E.) et coll., *Nucl. Physics*, 1961, **22**, 207.
[8] DULAR (J.) et coll., *Nucl. Physics*, 1959, **14**, 131.

RECHERCHE DE L'ÉMISSION GAMMA SANS RECUL APRÈS EXCITATION COULOMBIENNE DE ^{57}Fe

Par E. COTTON, J. GASTEBOIS et J. L. PICOU,
C. E. N., Saclay.

Résumé. — L'excitation coulombienne au niveau de 136 keV de ^{57}Fe a été produite par un faisceau de 4 MeV de particules alpha sur une cible enrichie et refroidie. L'absorption comparée du rayonnement de 14,4 keV consécutif a été étudiée pour des écrans d'épaisseurs voisines enrichis en ^{56}Fe et ^{57}Fe. Aucun effet n'a été décelé (< 5 %).

Abstract. — Coulomb excitation of the 136 keV level of ^{57}Fe was produced by 4 MeV α particles. Absorption of the 14.4 keV γ-ray by absorbers enriched in ^{56}Fe and ^{57}Fe and of about the same thickness were compared. Not any effect was seen (< 5 %).

Après la mise en évidence de l'effet Mössbauer [1] par des expériences d'absorption résonnante de rayonnements gamma émis après radioactivité ou transitions isomériques et correspondant à des transitions aboutissant à l'état fondamental de noyaux stables, plusieurs physiciens ont suggéré de tenter de telles expériences pour les mêmes niveaux excités lorsque ces niveaux sont consécutifs non plus à une radiation bêta mais à une diffusion inélastique ou une réaction nucléaire [2]. (Cette idée a été reprise par Mössbauer lui-même dans la conclusion de la Conférence d'Allerton Park en juin 1960 [3].) Dans ce cas, le recul du noyau lors des transformations qui précèdent l'émission gamma est beaucoup plus grand et on peut se demander si ce noyau sera fixé assez rigidement au réseau pour donner lieu à une émission « sans recul ».

Fig. 1.

Aucune expérience de ce type n'a encore été publiée à notre connaissance. Nous avons entrepris de tenter l'essai après excitation coulombienne du niveau à 136 keV (*fig.* 1) du fer-57 par bombardement de fer enrichi en cet isotope (les projectiles étant des particules alpha de 4 MeV accélérées par le Van de Graaff de Saclay) et émission subséquente du rayonnement de 14 keV (voir schéma). Le choix du fer-57 était inspiré par la grande valeur du coefficient Mössbauer *f* (0,6 à 0,7 à la température ordinaire) et le fait que le rayonnement gamma de 14 keV avait été vu nettement après excitation coulombienne par Temmer et Heydenburg [4] d'abord et par plusieurs autres auteurs. Le recul est dans ce cas de l'ordre de 500 keV. Les complications liées au champ interne dans le fer métallique étaient difficiles à éviter, un bon rendement « coulombien » exigeant un fer enrichi ce qui rend difficile l'utilisation d'acier inox.

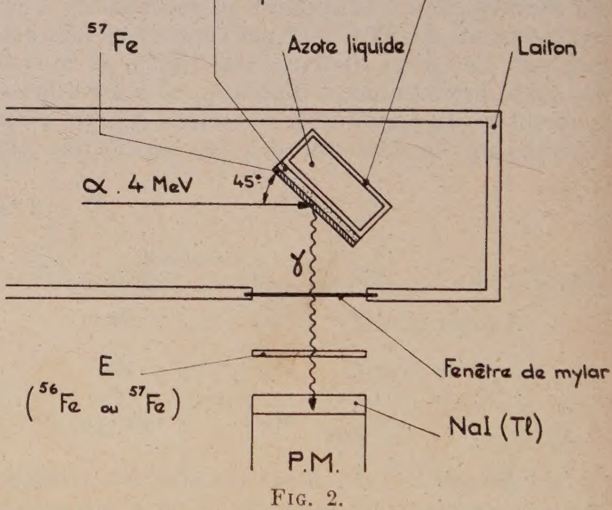


Fig. 2.

Principe de l'expérience. — Les difficultés d'explorer le spectre émission-absorption par effet Doppler, vu la nécessité de placer le détecteur assez près de la source, nous ont conduit à commencer par des expériences d'absorption comparée du rayonnement de 14 keV dans des écrans d'épaisseurs voisines et connues de fer enrichi en fer-57 et en fer-56, le détecteur étant un cristal mince de NaI(Tl). (Avec une source radioactive de ^{57}Co l'écran « ^{57}Fe » absorbait deux fois plus que l'écran « ^{56}Fe »). On interposait alternativement ces deux écrans entre la cible et le détecteur, la direction d'observation étant à 90° de celle des α de la cible inclinée à 45° (*fig.* 2).

Supposons d'abord que les spectres d'absorption et d'émission soient identiques (champs internes identiques), même si les rayons γ étaient émis sans recul dans la même proportion f qu'après radioactivité, la différence d'absorption entre « ^{56}Fe » et « ^{57}Fe » serait moins considérable qu'avec ^{57}Co à cause de l'autoabsorption de l'écran.

Correction d'autoabsorption.. — Cette autoabsorption calculée par intégration à partir de celle relative à une couche mince dx compte tenu, en fonction de x, de la variation de la section efficace d'excitation coulombienne avec le ralentissement des α et de la variation d'absorption des γ à la sortie (en $1 - f\left[1 - \mathfrak{J}_0\left(\frac{i\sigma f' n_x\sqrt{2}}{2}\right) \mathrm{e}^{\frac{-\sigma f' n_x\sqrt{2}}{2}}\right]$ f et f' étant les proportions Mössbauer à l'émission et l'absorption respectivement, σ, la section efficace Mössbauer et n_x le nombre d'atomes de ^{57}Fe dans l'unité de volume). Par intégration graphique on trouve que, pour $f = f' = 0{,}6$ sur 175 photons γ émis par excitation coulombienne 98 sont transmis, 65 étant des photons non Mössbauer et 33 des photons Mössbauer. On doit donc s'attendre à une diminution par deux de la différence d'absorption des deux écrans mais avec $f = 0{,}6$ l'effet resterait très visible.

Expériences et résultats. — Le rayonnement γ de 14 keV était bien visible et bien détaché du fond et les statistiques étaient bonnes.

1° Cible non refroidie (courant 0,05 μA de particules α). — On n'observe pas d'effet visible (< 5 %). Nous avons pensé qu'il y avait peut-être échauffement ; comme le champ interne varie avec la température (Nagle et al., Los Alamos) cet échauffement peut diminuer considérablement l'effet (les raies Zeeman d'émission et d'absorption ne coïncident plus) (septembre 1960).

2° Cible refroidie par collage sur l'extrémité externe en verre mince d'un Dewar rempli d'azote liquide.

Nous n'avons pas pu mettre en évidence d'effet sensible toujours inférieur à 5 % (février 1961) (*fig.* 3).

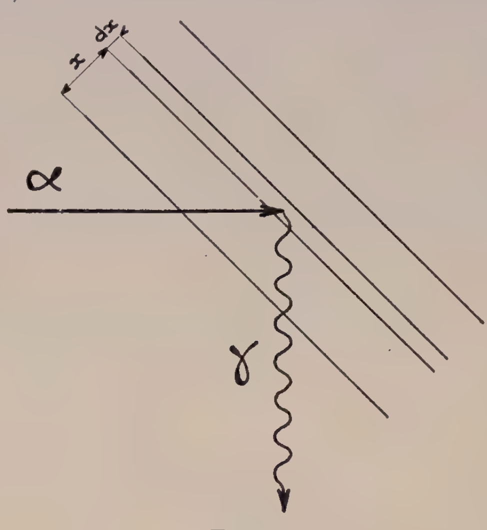


Fig. 3.

Mais on ne peut encore conclure que le rayonnement γ émis lors de la cascade suivant l'excitation coulombienne ne contient pas une proportion notable de photons Mössbauer. D'abord on ne peut exclure totalement l'échauffement local ; le noyau peut se trouver placé dans le réseau en position interstitielle après cet énorme choc de 500 keV. Dans ce cas, le champ interne est différent, un peu comme il est différent à l'emplacement d'atomes d'étain introduits dans le réseau de fer ou comme dans les grenats.

Note ajoutée sur épreuves. — D'après une communication privée du Dr Holland (Laboratoire d'Argonne) l'échec de notre tentative s'expliquerait par les dommages que subit le réseau bombardé par le faisceau de particules alpha. Un effet aurait été observé à Argonne dans les premiers instants de bombardement d'une cible de ^{57}Fe non irradié auparavant.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Mössbauer (R. L.), *Z. Physik*, 1958, **151**, 124.
[2] Voir Cotton (E.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 286.
[3] Mössbauer (R. L.), Comptes rendus de la Conférence Mössbauer, Rapport T. N. 60-698AD, Université de l'Illinois, non publié.
[4] Temmer (G. M.) et Heydenburg (N. P.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 426.

DIFFUSION D'ÉLECTRONS SUR O^{16} ET O^{18}

Par F. LACOSTE et G. R. BISHOP,
École Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur linéaire, Orsay.

Les sections efficaces de diffusion élastique d'électrons à 150 MeV sur O^{16} et O^{18} ont été comparées aux angles de diffusion $\theta = 60°$, 90°, 100° et 110°. La section efficace inélastique sur O^{18}, jusqu'à 6 MeV d'énergie d'excitation, a été mesurée pour les mêmes angles.

De ces résultats nous pouvons déduire :

1. La différence entre les paramètres du puits de potentiel harmonique pour O^{16} et O^{18}. Si l'on pose $a_{18} = (1 + \varepsilon)_1 a_6$, cette expérience donne

$$\varepsilon = (2{,}5 \pm 0{,}6) \times 10^{-2}.$$

2. La durée de vie de l'état excité à 1,97 MeV de O^{18}, $\tau = (3{,}3 \pm 1{,}5)\ 10^{-12}$ s.

ÉTUDE DES NIVEAUX DE VIBRATION DES ISOTOPES DU FER PAR DIFFUSION INÉLASTIQUE D'ÉLECTRONS DE 150 MeV

Par J. BELLICARD et P. BARREAU,
C. E. N., Saclay.

Résumé. — Nous avons observé la diffusion inélastique d'électrons de 150 MeV sur deux isotopes pairs du fer ; nous avons excité six niveaux du fer-54 (1,4 ; 2,9 ; 4,1 ; 4,85 ; 6,40 et 7,20 MeV) et cinq niveaux du fer-56 (0,85 ; 2,7 ; 3,1 ; 4,45 et 5,05 MeV).

L'analyse par la méthode de Born des distributions angulaires des électrons diffusés a permis de déduire la multipolarité et par extrapolation, la probabilité de transition réduite $B(E\lambda)$ des transitions γ correspondantes. Ces renseignements établissent le caractère collectif des transitions observées.

Nous avons identifié des transitions électriques avec $\lambda = 2, 3, 4$ dont les facteurs de forme pour une multipolarité donnée sont similaires. Un premier groupe comprend les deux premières transitions E2 déjà connues. Nous avons constaté l'existence de deux niveaux de vibrations octupolaires dans chaque noyau : à 4,85 et 6,4 MeV dans le fer-54, à 3,1 et 4,45 MeV dans le fer-56.

Les valeurs des paramètres de vibration B_λ et C_λ liés au modèle collectif utilisé confirment le caractère collectif des niveaux excités par diffusion inélastique d'électrons.

Abstract. — We have observed inelastic scattering of 150 MeV electrons from two even iron isotopes. We have excited six levels of iron-54 (1.4 ; 2.9 ; 4.1 ; 4.85 ; 6.4 and 7.2 MeV) and five levels of iron-56 (0.85 ; 2.7 ; 3.1 ; 4.45 and 5.05 MeV).

Born approximation analysis of scattered electron angular distributions has allowed us to assign multipolarity and to determine, by extrapolation, reduced transition probability of corresponding γ transitions. These results establish the collective character of the observed transitions.

We have identified electric transitions with $\lambda = 2, 3, 4$; for a given multipolarity we have found similar form factors. A first group includes the known two first E2 transitions. For each nucleus we have found two octupole vibration levels : 4,85 and 6,4 MeV levels for iron-54 ; 3.1 and 4.45 MeV levels for iron-56.

The values of vibration parameters B_λ et C_λ connected with the collective model confirm the collective character of levels excited by inelastic electron scattering.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU NOYAU ^{32}S

Par G. R. BISHOP et G. A. PROCA,
École Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay.

Résumé. — Les expériences entreprises sur le noyau ^{32}S ont pour but la détermination de l'élément de matrice de la transition au deuxième niveau excité.

L'extrapolation pour $q \to 0$ de la courbe $\sqrt{\sigma^{\exp}/\sigma_{\text{th}}}\ vsq^2$ permet de connaître une valeur approchée de cet élément de matrice.

On montre que la transition considérée n'est certainement pas quadrupolaire électrique mais peut être monopolaire électrique ce qui serait en accord avec des expériences récentes de corrélation angulaire entre les rayons gamma de désexcitation de ce niveau.

Abstract. — Experiments on the nucleus ^{32}S were undertaken in order to determine the matrix element of the transition to the second excited state. The extrapolation for $q \to 0$ of the curve $\sqrt{\sigma^{\exp}/\sigma_{\text{th}}}vsq^2$ gives an approximate value of the matrix element. It is shown that the transition considered is certainly not electric quadrupole but is perhaps electric monopole.

I. Les expériences sur la diffusion des électrons par le noyau ^{32}S ont été entreprises à la suite des travaux de T. Wakatsuki et al. [1] dont l'intérêt s'était porté sur l'étude du deuxième niveau excité (*fig.* 1).

L'examen des corrélations angulaires entre les rayons γ de désexcitation successifs au premier niveau et au fondamental, joint à l'absence constatée de rayon γ de désexcitation directe ont

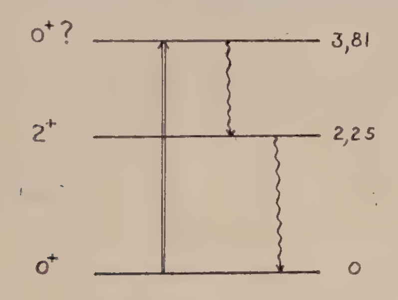


Fig. 1. — Niveaux d'excitation du noyau ^{32}S.

conduit ces auteurs à émettre l'hypothèse que ce niveau présente la configuration 0^+ quant à son spin nucléaire et à sa parité. Ces expériences avaient été réalisées à partir de la réaction :

$$^{31}\text{P} + \text{p} \to {}^{32}\text{S}.$$

Il a paru intéressant de vérifier directement, par excitation coulombienne, que l'on a bien affaire à une transition monopolaire électrique. L'emploi de l'accélérateur linéaire du Laboratoire est particulièrement indiqué dans une expérience de ce type, une transition monopolaire ne pouvant être excitée que par une variation de la partie radiale de la fonction d'onde relative à la particule incidente à l'intérieur du noyau. Cela implique que l'on opère dans des conditions où le transfert de quantité de mouvement soit grand, c'est-à-dire pratiquement, avec des électrons d'énergie supérieure à 150 MeV, le dispositif d'analyse étant placé à des angles pouvant atteindre 135° par rapport à l'axe du faisceau incident.

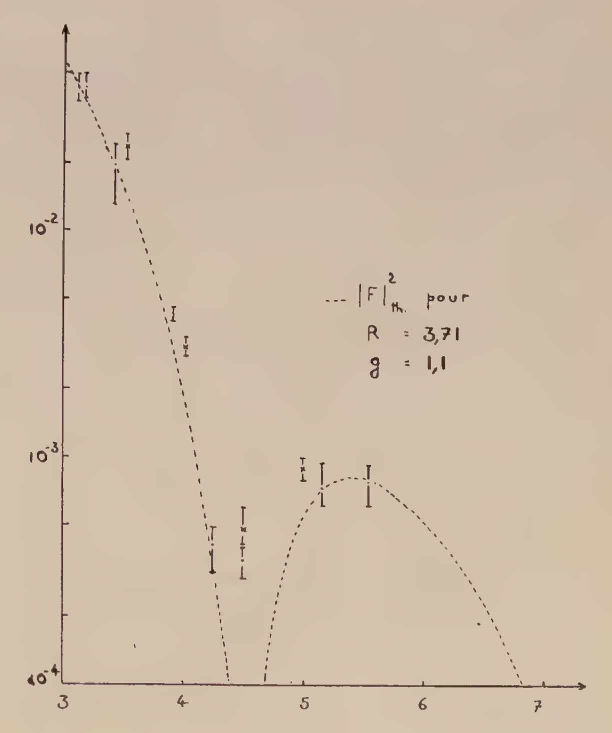


Fig. 2. — $|F(q)|^2 = f(qR)$, niveau fondamental.

$$|F(q)|_{\text{th}} = \left| \frac{j_1(qR)}{(qR)} \cdot \exp\left(-q^2 g^2/2\right) \right|.$$

II. Les expériences qui vont être maintenant décrites ont été effectuées avec une cible en fleur de

soufre ordinaire frittée, d'épaisseur 0,2 cm. La teneur en isotope ^{32}S est de 96 % ce qui rend négligeables les contributions éventuelles des autres isotopes. Après pompage prolongé à 10^{-5} Torr. on n'observe aucune variation appréciable de poids.

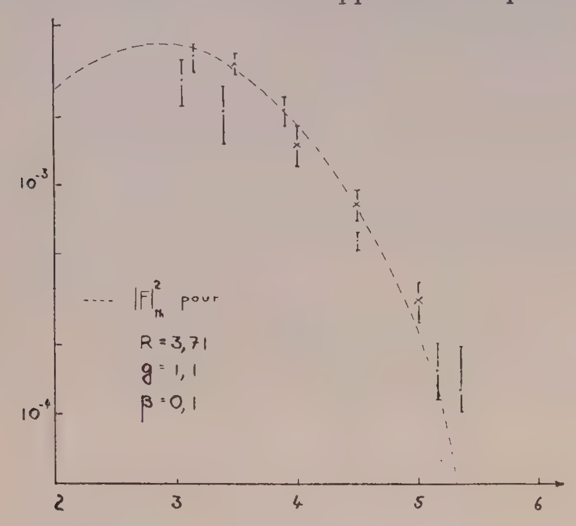


FIG. 3. — $|F(q)|^2 = f(qR)$ niveau 2^+.
$|F(q)|_{th} = \sqrt{\beta_2}\,|j_2(qR).\exp(-q^2 g^2/2)|$.

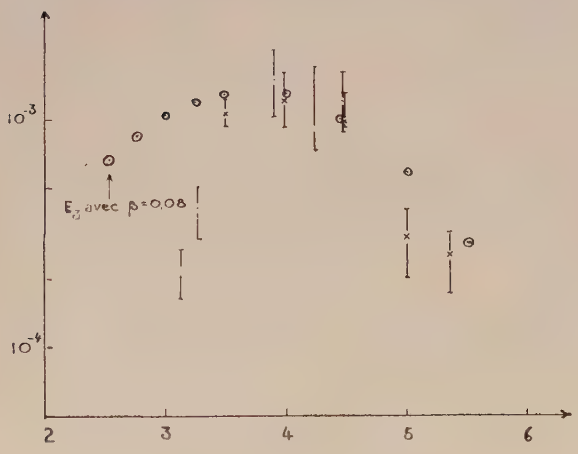


FIG. 4. — $|F(q)|^2 = f(qR)$, deuxième niveau.

Lors de certaines séances, le dispositif de détection des électrons diffusés était celui décrit par F. Lacoste dans une précédente communication [2]. La plupart des mesures ont, toutefois, été exécutées à l'aide d'un compteur à voies multiples mis au point au Laboratoire et qui a fait l'objet d'une communication au récent Congrès d'Électronique à Grenoble [3].

Les caractéristiques principales en sont : 11 voies en coïncidence avec un compteur Cerenkov. Chaque voie est constituée par un scintillateur plastique relié par un guide de lumière à un photomultiplicateur 52 AVP. Les onze scintillateurs sont inclinés de 22° sur l'horizontale et coïncident avec le plan de focalisation des électrons isoénergétiques à leur sortie du spectromètre.

Les circuits de coïncidence sont entièrement transistorisés. ce sont des circuits à diode dont la résolution prompte est de 2 ns et dont la résolution dans ce circuit est de 20 ns en raison du temps de montée du photomultiplicateur 52 AVP.

Un présélecteur permet de faire cesser le comptage après un certain nombre de déclenchements de l'intégrateur.

Le taux de comptage est lent dans le dispositif actuel et limité par la fréquence de répétition de l'accélérateur, ce qui oblige, pour éviter des pertes de comptage supérieures à 1 %, à compter à la cadence de 1 coup par seconde.

III. **Résultats.**

— La détermination des sections efficaces différentielles de diffusion, corrigées à la manière habituelle pour les phénomènes dits de « straggling », de rayonnement de freinage et de queue radiative, donnent par comparaison à la section efficace de Mott une valeur expérimentale du carré du facteur de forme. Les résultats sont consignés sur le graphique n° 1.

Une représentation analytique convenable est obtenue en suivant la méthode de Helm [4] utilisant la convolution des distributions de charges. Le facteur de forme élastique admet alors, pour le modèle gU de Helm, l'expression :

$$F(q) = \frac{j_1(qR)}{qR} \exp(-q^2 g^2/2) \tag{1}$$

ou $j_1(qR)$ est la fonction de Bessel sphérique,
R est le rayon quadratique moyen,
$\hbar q$ est le transfert de quantité de mouvement.

Dans le cas du premier niveau excité (2^+), le facteur de forme prend l'expression (graphique 2)

$$F(q) = \sqrt{\beta_2}\,|j_2(qR) \exp(-q^2 g^2/2)|. \tag{2}$$

Les valeurs des paramètres pour lesquelles les courbes théoriques s'accordent le mieux avec les valeurs expérimentales ont été trouvées égales à :

$$R = 3{,}71 \text{ Fermi}; \quad g = 1{,}1 \text{ Fermi}; \quad \beta = 0{,}1.$$

Le graphique n° 3 porte les résultats relatifs au deuxième état excité. L'intensité de la transition à ce niveau, comparable pour $qR \sim 3$ à celle de la transition $0^+ \rightarrow 2^+$ et le déplacement du maximum de la courbe représentative de $qR \sim 3$ (premier niveau) à $qR \sim 4$ (deuxième niveau), suggèrent tout d'abord d'essayer une représentation à l'aide d'une formule théorique du type

$$F(q) = \sqrt{\beta_2}\,|j_3(qR) \exp(-q^2 g^2/2)| \tag{3}$$

ce qui conduit à interpréter ce niveau comme présentant la configuration (3^-). On peut remarquer en effet, que l'évaluation de la largeur d'une telle transition dans le modèle à une particule conduit à :

$$\Gamma_{E_3} = 3{,}99.10^8 \text{ sec}^{-1}$$

alors que l'évaluation par la formule de Ravenhall [4] conduit à :

$$\Gamma_{E_2} = \beta.\ 5{,}55.10^{11}\ s^{-1}$$

β est évalué à partir de la courbe expérimentale. Ainsi pour $\beta = 0{,}083 \pm 0{,}008$ on trouve

$$\Gamma_{E_2} = 4{,}5.10^{9}\ s^{-1} \pm 1.10^{9}\ s^{-1}.$$

Toutefois, un argument puissant contre cette interprétation est constitué par la trop faible décroissance de la fonction (3) pour $q \to 0$, par rapport à celle indiquée par les points expérimentaux.

Afin de tenter l'identification avec un niveau 0^+ on est amené, après Schiff [5], à former le rapport :

$$U = \frac{1}{q^2}\left\{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{inel}} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{el}}\right\}^{1/2}_{q\to 0} \qquad (4)$$

qui permet d'exprimer l'élément de matrice de la transition en termes de pente de la courbe $Uq^{-2} = f(q^2)$. En effet, suivant les notations de Schiff,

$$U \sim \left| \frac{\sum_r [j_0(qR) - 1]_{f0}}{\sum_r [j_0(qR)]_{00}} \right| \to \frac{q^2}{6Z}\left(\sum_r r_p^2\right)_{f0} \qquad (5)$$

où $(\sum r_p^2)_{f0}$ est l'élément de matrice recherché. Le graphique n° 4 montre que l'on peut donner comme première estimation de cette pente, la valeur

$$u = 3{,}5$$

ce qui conduit à

$$\left(\sum_p r_p^2\right)_{f0} = 36{,}5\ 10^{-26}\ cm^2$$

la valeur trouvée pour le noyau ^{16}O étant

$$\left(\sum_p r_p^2\right)_{f0} = 3{,}8\ 10^{-26}\ cm^2.$$

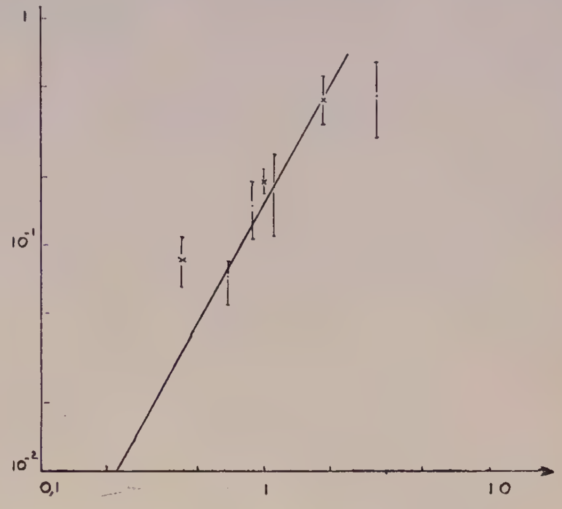


Fig. 5. — $Uq^{-2} = f(q^2)$ $\quad U = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{1/2}_{\text{inel}} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{-1/2}_{\text{el}}$.

On peut donc conclure que la transition considérée est très vraisemblablement du type monopolaire électrique. Des travaux ultérieurs doivent s'attacher à réduire l'incertitude sur l'élément de matrice et préciser les autres caractéristiques de la transition.

Nous tenons à remercier M. Halban, Directeur du Laboratoire, le Commissariat à l'Énergie Atomique et tous les membres du Laboratoire d'Orsay pour l'aide qu'ils nous ont apportée.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Wakatsuki (T.) et al., *Progress of Theoretical Physics*, **24**, n° 4, 918.
[2] Lacoste (F.), Communication au Congrès.
[3] Alon (G.) et Zajde (C.), Application de l'électronique rapide aux expériences de physique autour de l'Accélérateur Linéaire. Communication au Congrès de Grenoble, 1961.
[4] Helm (R.), Inelastic and elastic scattering of 187 MeV electrons by selected nuclei, HEPL n° 46.
[5] Schiff (L. I.), Monopole transitions in C^{12} and O^{16}. *Phys. Rev.*, 1955, **98**, n° 5, 1281.

EXCITATION DES NIVEAUX 15,1 MeV ET 16,1 MeV DU NOYAU C^{12} PAR DIFFUSION D'ÉLECTRONS

Par B. DUDELZAK et R. E. TAYLOR (*),
École Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay.

Résumé. — Le spectre d'électrons diffusés à 135° par une cible de ^{12}C a été étudié en faisant varier l'énergie des électrons incidents de 46 MeV à 154 MeV. Pour chaque valeur de l'énergie incidente nous avons analysé le pic élastique et la région du spectre située entre 13,5 MeV et 17,5 MeV au-dessous du pic élastique. Les pics correspondant aux niveaux de 15,1 MeV et 16,1 MeV ont été mis en évidence. Les sections efficaces, relatives à la section efficace de diffusion élastique, ont été déterminées pour ces deux niveaux avec une précision de l'ordre de 15 %. La section efficace du niveau 15,1 MeV décroît de $2,6 . 10^{-32}$ cm²/stéradian à $0,4 . 10^{-32}$ cm²/stéradian, quand l'énergie croît de 46 MeV à 100 MeV. La section efficace du niveau 16,1 MeV varie peu, elle est de l'ordre de $0,5 . 10^{-32}$ cm²/stéradian quand l'énergie varie de 62 MeV à 154 MeV.

Abstract. — The spectrum of electrons scattered at 135° from a carbon target has been studied as a function of incident electron energy. For several incident energies between 46 and 154 MeV we have measured the elastic peak and the region of the spectrum from 13.5 to 17.5 MeV below the elastic peak. We have observed peaks corresponding to excitation of the 15.1 and 16.1 MeV levels. The cross-sections for these excitations, relative to the elastic peak, have been determined to an accuracy of the order of 15 %. The cross-section for excitation of the 15.1 MeV level falls from 2.6×10^{-32} cm²/steradian to 0.4×10^{-32} cm²/steradian as the energy increases from 46 to 100 MeV. The cross-section for excitation of the 16.1 MeV level varies little with energy, and is the order of 0.5×10^{-32} cm²/steradian for the energies studied.

Introduction. — Le niveau de 15,1 MeV du noyau ^{12}C est bien connu comme étant un niveau dipolaire magnétique $M1$ (spin $I = 1$ parité +). Ce niveau de spin isotopique $T = 1$ joue un rôle particulier comme étant analogue aux niveaux fondamentaux des noyaux ^{12}N et ^{12}B, voir réf. [1]. Par diffusion d'électrons ce niveau a été observé et étudié par Barber et collaborateurs [2, 3].

L'expérience décrite ici avait pour but d'étendre les expériences de Barber en faisant varier l'énergie des électrons incidents et l'angle de diffusion. Nous avons pu observer le pic de 15,1 MeV à 135° entre 46 MeV et 119 MeV. Pour des angles plus petits (45°, 90°) l'effet observé était à peine supérieur aux erreurs statistiques.

Le niveau de 16,1 MeV est connu comme étant un niveau quadrupolaire électrique $E2$ ($I = 2$ parité +) [1]. Nous fûmes amenés à l'étudier parce que ce niveau est très voisin de 15,1 MeV de sorte que pour connaître l'un il fallait étudier l'autre.

Les méthodes expérimentales. — L'Accélérateur Linéaire d'Orsay fournit un faisceau d'électrons dont l'énergie et la bande passante d'énergie peuvent être prédéterminées. Le faisceau est focalisé sur une cible de carbone située au centre de rotation d'un spectromètre, puis il traverse un moniteur à électrons secondaires MES [4] et peut être arrêté par une cage de Faraday.

Les électrons diffusés par la cible sont analysés en énergie par un spectromètre magnétique à double focalisation dont l'angle de déviation est 180° et comptés par un compteur Cerenkov en plexiglas (*fig.* 1).

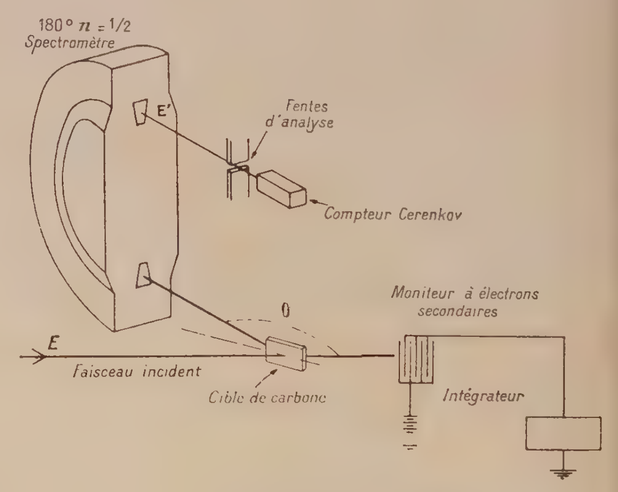


Fig. 1. — Schéma de l'expérience.

Les premières expériences ne permettaient d'observer qu'un effet global dû aux pics de 15,1 MeV et 16,1 MeV. Pour séparer les deux pics il fallait améliorer la résolution totale du système. La largeur à mi-hauteur des pics est déterminée essentiellement par la bande passante de l'énergie incidente, le « straggling » dans la cible, la hauteur de la tache sur la cible et la largeur des fentes d'analyse

(*) Boursier Fondation Ford.

du spectromètre. La figure 2 représente une des courbes obtenues. Tous les points sont corrigés en tenant compte de la dispersion du spectromètre pour avoir le nombre d'électrons diffusés d'une certaine énergie par intervalle d'énergie.

Les ordonnées représentent les sections efficaces $d^2\sigma/d\Omega\, dE$ en unités arbitraires. Cependant, en admettant l'angle solide du spectromètre calculé suivant Judd [5], sa dispersion qui a été mesurée au laboratoire, l'efficacité du MES calibré par rapport à la cage de Faraday, on peut considérer nos mesures comme absolues. Les unités arbitraires ont été choisies de sorte qu'en les multipliant par le facteur 10^{-32} on ait $d^2\sigma/d\Omega\, d\Omega$, approximativement, en cm²/MeV × Stéradian.

La différence d'énergie $\mathcal{E} = E_{\text{el.}} - E_{\text{inel.}}$ entre les électrons diffusés élastiquement et ceux diffusés inélastiquement est légèrement inférieure à l'énergie d'excitation $E_{\text{exc.}}$ suivant la relation :

$$\mathcal{E} = \frac{E_{\text{exc.}}\left(1 + \dfrac{E_{\text{exc.}}}{2M}\right)}{1 + 2\dfrac{E_0}{M}\sin^2\dfrac{\theta}{2}}$$

(Unités $\hbar = c = 1$).
$E_{\text{exc.}} = 15{,}1$ MeV ou $E_{\text{exc.}} = 16{,}1$ MeV.
M : Masse du noyau ^{12}C.
E_0 : Énergie des électrons incidents.
θ : Angle de diffusion.

Cette relation nous a aidé à identifier les deux pics comme étant ceux des niveaux 15,1 MeV et 16,1 MeV.

Méthodes d'analyse. Résultats. — Pour obtenir les sections efficaces des niveaux 15,1 MeV et 16,1 MeV, relatives à la section efficace de diffusion élastique, il faut déterminer les rapports :

$$R = \frac{\text{Aire pic inélastique}}{\text{Aire pic élastique}} = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{\text{inel.}}}{(d\Omega/d\Omega)_{\text{el.}}}.$$

Pour cela il fallait retrancher les contributions étrangères à l'excitation de ces niveaux. Elles sont dues :

1. A la queue radiative ; 2. A l'excitation du spectre continu.

Comme cette deuxième contribution n'est pas connue, nous avons traité la somme de ces deux contributions comme un fond continu sur lequel les deux pics viennent se superposer. Par ailleurs nous avons supposé que la forme des pics inélastiques est la même que celle du pic élastique, étant donné que les largeurs de ces niveaux sont négligeables comparées à la résolution expérimentale. (Ceci n'est pas tout à fait exact, la forme des pics variant légèrement avec l'énergie.)

Avec ces hypothèses, la section efficace différentielle au voisinage de 15 MeV peut s'écrire :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE}\right) = a_1 + a_2 E + a_3 E^2 + a_4 \frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE}(E + \mathcal{E}_{15,1}) + a_5 \frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE}(E + \mathcal{E}_{16,1}).$$

Une analyse par la méthode des moindres carrés à l'aide d'une machine IBM 650 permet de trouver les coefficients a et les *erreurs* σ *dont ils sont entachés*. La figure 2 montre les points expérimentaux

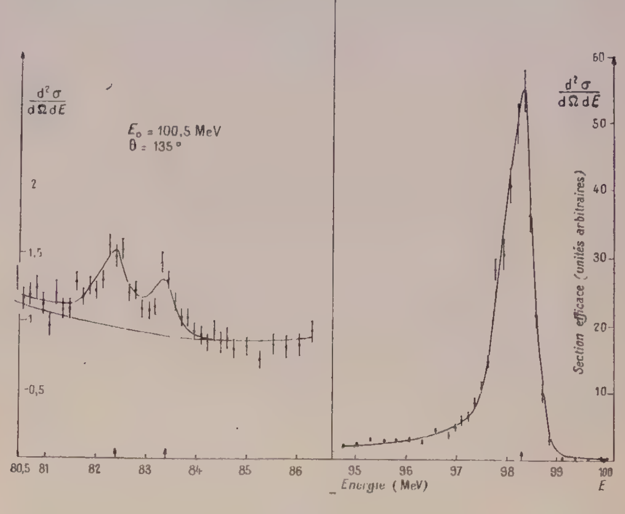


Fig. 2.

et la courbe obtenue. La parabole représente le fond continu. Dans certains cas il était nécessaire de changer légèrement $\mathcal{E}$ (de 2 % au maximum). Cela était probablement dû à une légère variation de E_0 au cours de l'expérience, mais ne pouvait dans aucun cas entraîner une confusion des niveaux.

L'importance relative des deux pics dépend de l'énergie incidente. Pour $E_0 = 46$ MeV nous avons fait $a_5 = 0$, le pic de 16,1 MeV n'étant pas visible.

Dans deux cas ($E_0 = 63{,}5$ et $E_0 = 81$ MeV) nous avons fait $a_3 = 0$ pour avoir des résultats qui aient un sens physique. La figure 3 montre une

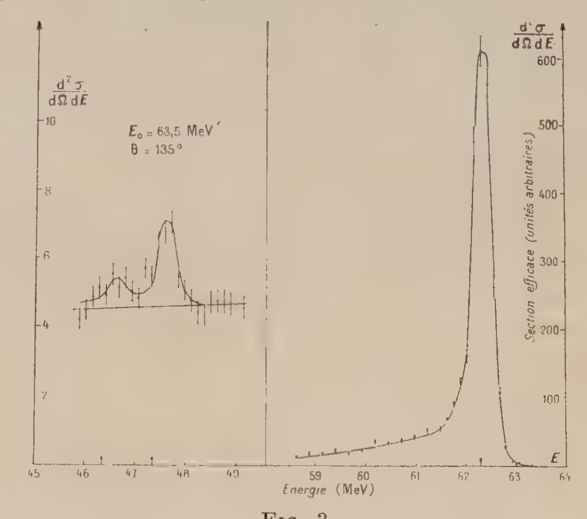


Fig. 3.

telle courbe. En prenant $a_3 \neq 0$ on trouvait pour le fond continu une parabole dont la concavité était

TABLEAU 1

$\theta = 135°$

E_0	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el}$ expér.	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} F^2_{el}$	$R_{15,1}$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{15,1}$	$R_{16,1}$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{16,1}$
MeV		10^{-29} cm²/stéradian		10^{-3}	10^{-32} cm²/st.	10^{-3}	10^{-32} cm²/st.
46	1,76	1,3 ± 10 %	1,24	2,06 ± 10 %	2,56 ± 0,26		
63,5	0,92	0,42 ± 10 %	0,44	4,04 ± 10 %	1,78 ± 0,18	1,08 ± 32 %	0,48 ± 0,15
81	0,56	0,18 ± 10 %	0,16	6,66 ± 12 %	1,07 ± 0,13	3,75 ± 20 %	0,60 ± 0,12
82,5	0,54	0,15 ± 10 %	0,15	5,60 ± 12 %	0,84 ± 0,10	2,36 ± 20 %	0,36 ± 0,07
100,5	0,36	0,055 ± 10 %	0,054	7,45 ± 12 %	0,40 ± 0,05	9,45 ± 10 %	0,51 ± 0,05
119	0,26	0,016 ± 10 %	0,017	10,44 ± 57 %	0,18 ± 0,10	29,36 ± 20 %	0,50 ± 0,10
154	0,15	0,001 ± 10 %	0,0011			500 ± 40 %	0,55 ± 0,22

vers le bas, ce qui n'est pas raisonnable et est dû au fait que nos points expérimentaux couvrent une région trop restreinte du spectre.

Les coefficients a_4 et a_5 représentent les rapports R cherchés :

$$R_{15,1} = a_4 \pm \sigma_4 \qquad R_{16,1} = a_5 \pm \sigma_5.$$

Reste à évaluer la section efficace de diffusion élastique. L'aire du pic élastique a pu être évaluée avec une erreur de l'ordre de 2-3 %. En faisant les corrections nécessaires (Bremsstrahlung, Schwinger « Straggling ») nous avons trouvé des valeurs qui sont en accord à quelques pour cent près avec les valeurs données par la relation :

$$(d\sigma/d\Omega)_{el.} = (d\sigma/d\Omega)_{mott} \times F^2_{el.}.$$

où

$$F_{el.} = (1 - 0{,}3062\, q^2)\, e^{-0{,}7310 q^2}$$

représente le facteur de forme de diffusion élastique trouvé par Ehrenberg et autres à Stanford [6].

En multipliant les valeurs données par cette relation par les valeurs correspondantes des rapports R, nous avons déterminé les sections efficaces des niveaux 15,1 MeV et 16,1 MeV. Le tableau 1 représente l'ensemble des résultats obtenus pour $\theta = 135°$.

Notons l'accord avec Barber [3] qui trouve pour

$$\theta = 132° \; ; \quad E_0 = 42 \text{ MeV} \; ; \quad R_{15,1} = 1{,}97 . 10^{-3}{}^{+40\%}_{-30\%}$$

La figure 4 représente la variation avec l'énergie des sections efficaces élastique et inélastique. La courbe continue est celle de Stanford. La section efficace du niveau 15,1 MeV décroît avec l'énergie, alors que la section efficace du niveau 16,1 MeV reste sensiblement constante dans l'intervalle d'énergie considéré, illustrant ainsi la différence entre l'excitation d'un niveau dipolaire magnétique et un niveau quadrupolaire électrique.

Discussion et interprétation des résultats. — Les résultats obtenus peuvent être entachés d'erreurs systématiques dont les causes principales sont :

1. Changement de forme entre le pic élastique et inélastique.

2. Variation de l'angle solide du spectromètre avec l'énergie.

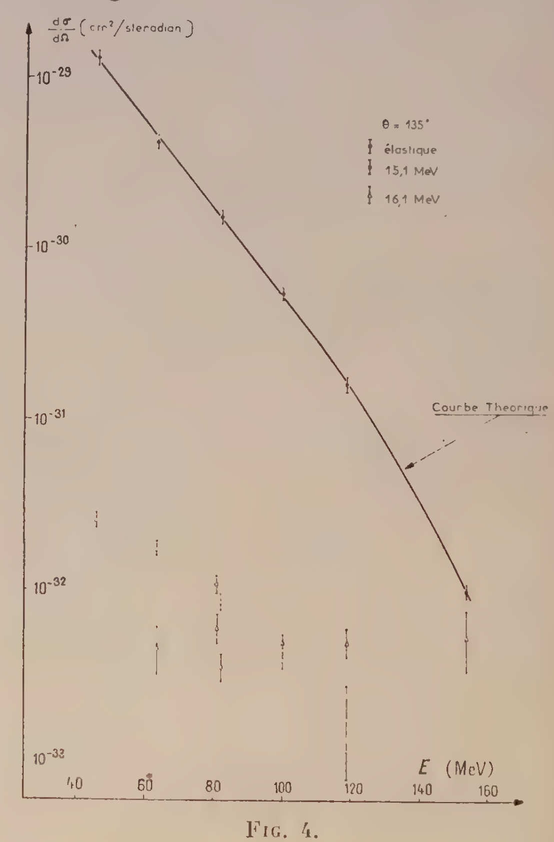


Fig. 4.

3. Variation de l'efficacité du compteur avec l'énergie.

4. La présence possible dans la région de 15 MeV de petits pics non résolus.

Nous voulons croire que la somme d'erreurs dues à ces causes est du même ordre de grandeur que l'erreur statistique.

Une interprétation sommaire des résultats dans le cadre de la théorie des photons virtuels de Dalitz et Yennie [7] a été tentée dans le but de les réduire aux effets nucléaires. En opérant comme Barber [3], on a pour le niveau de 15,1 MeV

($M1$, $I = 1$), en supposant le noyau ponctuel :

$$R_{15,1} = \frac{3\alpha}{4E^3_{\text{exc.}}} \left[\frac{E_0^2 + E^2 + 2E_0 E \sin^2(\theta/2)}{2E_0^2 \sin^2(\theta/2)}\right] \frac{1}{(\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega)_{\text{mott}}} \Gamma_\gamma$$

E_0 et E représentent l'énergie de l'électron avant et après la diffusion à l'angle θ.

Γ_γ est la largeur de radiation du niveau 15,1 MeV. Nous avons adopté la valeur mesurée par Hayward

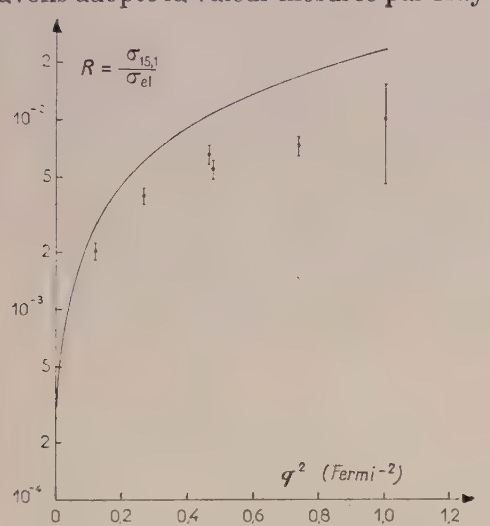


Fig. 5. — Calcul de Dalitz et Yennie. Noyau ponctuel. $\Gamma_\gamma = 55$ eV.

et Fuller [8]. La figure 5 représente la courbe ainsi que les points expérimentaux qui sont légèrement en dessous de la courbe. Le désaccord s'accentue avec le transfert de quantité de mouvement, l'hypothèse du noyau ponctuel devenant de plus en plus grossière. Si on divise les ordonnées de la courbe par F^2_{el} donc si on suppose un noyau étendu, mais que la transition est due à une interaction ponctuelle, la divergence entre la courbe et les points expérimentaux augmente énormément, montrant que l'interaction a une distribution spatiale.

Pour le niveau de 16,1 MeV ($E2$, $I = 2$) on a :

$$R_{16,1} = \frac{5\alpha}{E^{\text{exc.}}_3} \left[\frac{1}{4} \frac{E_0^2 + E^2 + 2E_0 E \sin^2(\theta/2)}{2E_0^2 \sin^2(\theta/2)} + \frac{2}{3} \frac{E^2(1 + \cos\theta)}{E^2_{\text{exc.}}}\right] \frac{1}{(\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega_{\text{mott}})} \Gamma_\gamma.$$

Ici à défaut de données sur la largeur de radiation du niveau 16,1 MeV, nous avons normalisé la courbe pour le point correspondant au plus faible transfert de quantité de mouvement. Cela donne :

$$\Gamma_\gamma = 1{,}6 \text{ eV}.$$

La figure 6 montre la courbe et les points expérimentaux qui sont au-dessus de la courbe.

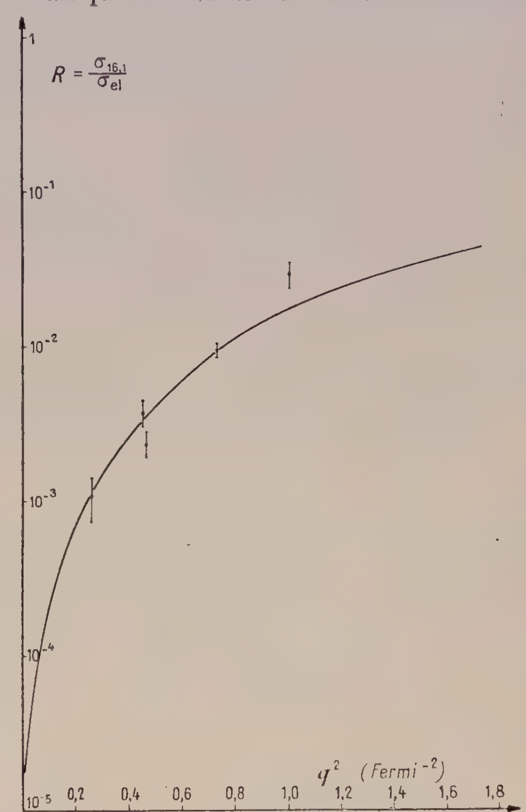


Fig. 6. — Calcul de Dalitz et Yennie. Noyau ponctuel $\Gamma_\gamma = 1{,}6$ eV (normalisé pour $q^2 = 0{,}26$ Fermi^{-2})

Les deux niveaux ont visiblement un comportement différent qui devrait être éclairci.

Remerciements. — Nous tenons à remercier M. le Pr Halban, Directeur du Laboratoire. Nous remercions également le Dr Leiss (National Bureau of Standard, washington) qui a participé à la première phase de ce travail, le Commissariat à l'Énergie Atomique, tous les travailleurs du Laboratoire d'Orsay pour l'aide qu'ils nous ont apportée, ainsi que la Fondation Ford qui, par sa généreuse subvention, a permis à l'un des auteurs de poursuivre ses recherches dans ce Laboratoire.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Ajzenberg-Selove (F.) et Lauritsen (T.), *Nucl. Physics*, 1959, **11**, 117.
[2] Barber (W. C.) et Gudden (F. E.), *Phys. Rev. Letters*, 1959, **3**, 219.
[3] Barber (W. C.), Berthold (F.), Fricke (G.) et Gudden (F. E.), *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 2081.
[4] Tautfest (G. W.) et Fechter (H. R.), *Rev. Sc. Instr.*, 1955, **26**, 229.
[5] Judd (David L.), *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 213.
[6] Ehrenberg (Hans F.) et autres, *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 666.
[7] Delitz (R. H.) et Yennie (D. R.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1598.
[8] Hayward (E.) et Fuller (E.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 991.

ÉTUDE D'EXCITATION DE L'OXYGÈNE 16 PAR DIFFUSION INÉLASTIQUE D'ÉLECTRONS

Par D. B. ISABELLE (*) et G. R. BISHOP,
École Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay.

Résumé. — L'étude du spectre des électrons diffusés inélastiquement par une cible d'eau nous a permis de vérifier l'existence d'une structure fine dans la résonance géante de l'oxygène 16. D'autre part, nous avons mis en évidence une résonance double se produisant pour une énergie égale à deux fois celle de la résonance géante. Une analyse de la variation de la section efficace de ces diverses résonances en fonction du transfert de quantité de mouvement doit nous permettre d'assigner une multipolarité à chacune des transitions excitées.

Abstract. — We have examined the spectrum of electrons inelastically scattered from water targets with emphasis in the region of excitation known as the giant resonance in oxygen. The result shows that the giant resonance is formed by two principal electric dipole transitions with excitation energies and relative intensities in good agreement with theoretical estimates. We have also observed two bands of excitation at energies equal to twice the energies of the giant resonance transitions. The results are analysed to give an experimental form factor for these transitions which permits a multipole assignment.

Les électrons et les photons interagissent avec les noyaux de façon sensiblement identique et il est possible d'associer à chaque électron un spectre de photons virtuels [1].

Il est donc possible de provoquer des réactions électronucléaires équivalentes aux réactions photonucléaires classiques (γ, n) et (γ, p). Or pour étudier les réactions photonucléaires nous ne disposons que de faisceaux intenses de photons ayant un spectre continu d'énergie, tandis que l'accélérateur linéaire met à notre disposition un faisceau d'électrons ayant une énergie bien déterminée dans une bande étroite. De plus l'étude du spectre des électrons diffusés inélastiquement se fait avec précision à l'aide d'un spectromètre (*fig.* 1).

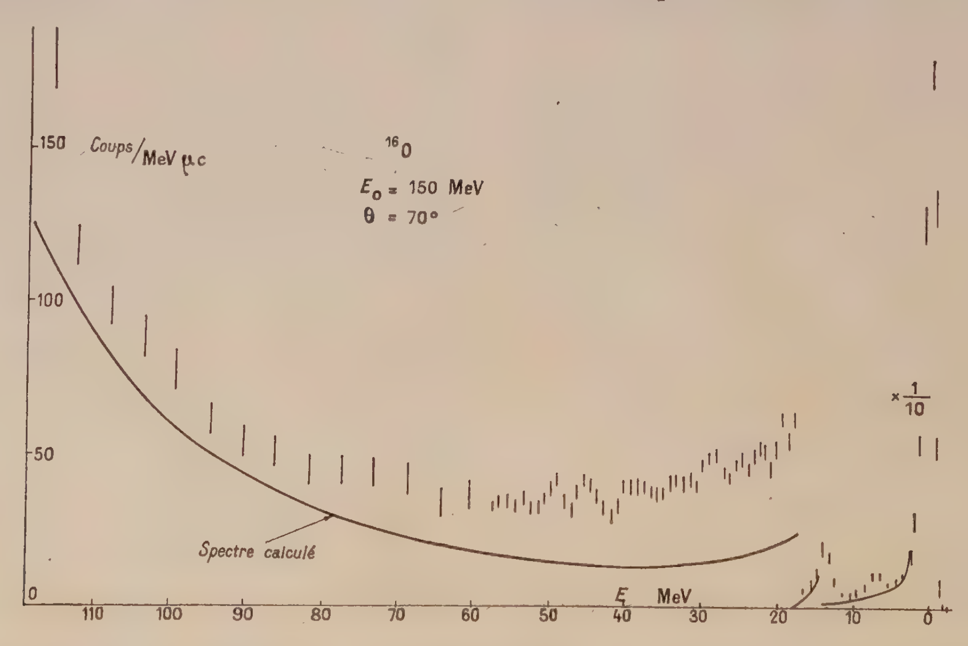


Fig. 1. — Spectre des électrons diffusés sous un angle de 70° et ayant une énergie incidente de 150 MeV. La courbe en bruit plein représente le spectre élastique calculé.

* Boursier de thèse du C. E. A.

Nous avons appliqué cette méthode à l'étude de l'excitation de l'oxygène 16 et plus particulièrement à celle de la résonance géante de ce noyau. Dans un précédent article (2) nous avons indiqué le dispositif expérimental et le déroulement des expériences.

Nous avons maintenant un ensemble de résultats expérimentaux dans la région de la résonance géante (*fig.* 2). Ils montrent qu'il existe bien une structure fine présentant trois maxima respectivement à 22,6 MeV, 24,1 MeV et 25,7 MeV. Pour pouvoir déduire des résultats expérimentaux les sections efficaces correspondantes à ces excitations il nous faut éliminer toutes les contributions correspondantes au pic élastique et aux états excités ayant une énergie d'excitation inférieure à 22 MeV.

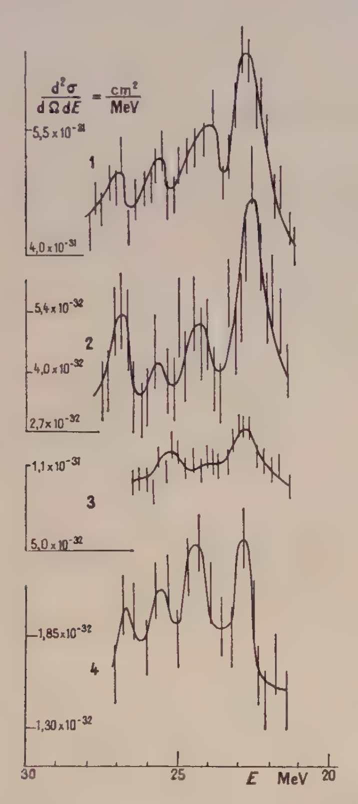


Fig. 2. — Spectres montrant la structure fine de la résonance géante pour quatre valeurs différentes du transfert de quantité de mouvement, pour ^{16}O.

1. $E_i = 100$ MeV, $\theta = 60°$, $q = 0{,}443$ f^{-1}.
2. $E_i = 90$ MeV, $\theta = 100°$, $q = 0{,}600$ f^{-1}.
3. $E_i = 150$ MeV, $\theta = 70°$, $q = 0{,}803$ f^{-1}.
4. $E_i = 215$ MeV, $\theta = 80°$, $q = 1{,}325$ f^{-1}.

Nous avons déjà indiqué [2] quels étaient les phénomènes physiques dont il faut tenir compte pour calculer l'extension du pic élastique [3], les calculs ont été faits avec un ordinateur IBM 650 et nous avons tenu compte du fait que notre cible était constituée d'un mélange d'oxygène et d'hydrogène. De plus, dans les cas où les états excités de basse énergie ont une section efficace importante, nous avons tenu compte de l'extension vers les basses énergies des pics inélastiques correspondants. Dans ces conditions les spectres calculés sont en bon accord avec les spectres mesurés près des pics élastiques, tandis que pour les énergies finales basses, il peut y avoir des désaccords de l'ordre de 15 % au maximum. Il semblerait que ce désaccord provienne d'erreurs dues au dispositif expérimental (électrons de basse énergie diffusés par les parois de la chambre de diffusion ou les abberrations du spectromètre), mais ce désaccord influence très peu — (< 5 %) — la forme du spectre calculé dans le domaine d'énergie qui nous intéresse.

La décomposition des spectres dans la région de la résonance géante a été faite de façon empirique en tenant compte de la forme du pic élastique (*fig.* 3). C'est de cette décomposition que provient

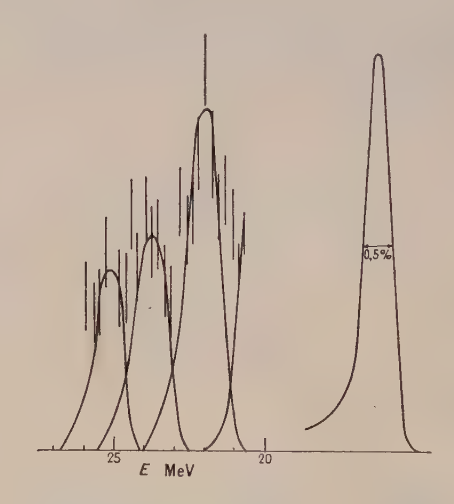


Fig. 3. — Exemple de décomposition d'un spectre détaillé. ^{16}O. Décomposition de la résonance géante. $E_0 = 90$ MeV $\theta = 100°$.

la principale source d'erreurs dans nos mesures, erreurs que nous estimons être au total de 25 %. Les sections efficaces inélastiques ainsi mesurées sont corrigées pour tenir compte des phénomènes d'émission de photons virtuels (correction de Schwinger) ainsi que des émissions de photons réels et de la dispersion d'énergie (Landau straggling) à la traversée de la cible. Pour analyser nos résultats nous définissons, pour chaque niveau et pour chaque valeur du transfert de quantité de mouvement, q un facteur de forme $F(q)$ [4] donné par

$$F^2(q) = \sigma_{exp}/\sigma_M$$

σ_{exp} représentant la section efficace expérimentale et σ_M la section efficace théorique pour un noyau point sans spin. Nous donnons sur la figure 4 la variation de $F^2(q)$ en fonction de q, nous voyons

que les deux niveaux à 22,6 et 25,7 MeV varie de façon sensiblement équivalente, tandis que le niveau intermédiaire à 24,1 MeV varie différemment. Pour déterminer le caractère électrique ou magnétique de cette transition nous avons utilisé le fait que :

— pour une transition électrique

$$\sigma_M \propto \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2}$$

— pour une transition magnétique

$$\sigma_M \propto \frac{1 + \sin^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2}.$$

Cette différence apparaît quand on fait la sommation de l'élément de matrice correspondant sur les spins des états initiaux et finaux [4]. Nous

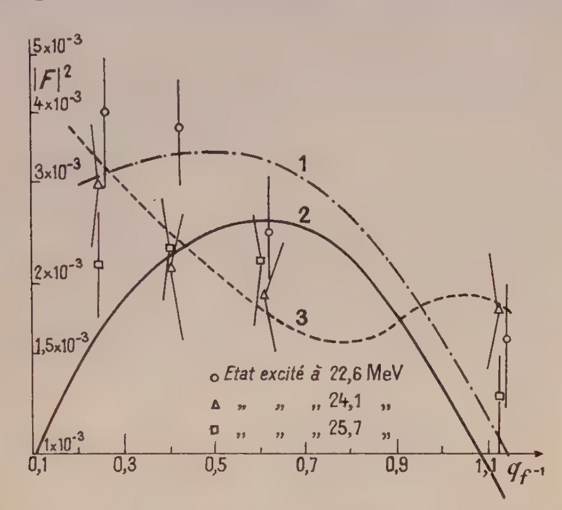


Fig. 4. — Variation du carré du facteur de forme en fonction du transfert de quantité de mouvement, pour ^{16}O.
Courbes :
1) $1,65 \times 10^{-2} J_1^2[1,05\, A^{1/3}\, q] + 1,5 \times 10^{-3} J_0^2[1,05\, A^{1/3} q]$
2) $1,38 \times 10^{-2} J_1^2[1,05\, A^{1/3}\, q]$
3)
$5,17 \times 10^{-3} J_0^2[1,05\, A^{1/3}\, q] + 2,01 \times 10^{-2} Jf[1,06\, A^{1/3}\, q]$.

avons donc mesuré la section efficace pour la même valeur de q obtenue à des angles différents (80° et 120°) par variation de l'énergie incidente. Ceci nous a montré que l'état à 24,1 MeV était de même caractère que les deux autres qui sont des transitions électriques.

Pour assigner un ordre de multipolarité à ces transitions nous avons admis avec Schiff [4] que le facteur de forme d'une transition d'ordre l est proportionnel à la fonction sphérique de Bessel de même ordre. Le résultat de cette comparaison montre que : le niveau à 22,6 MeV correspondrait à la superposition d'une transition électrique dipolaire et d'une transition électrique monopolaire ; le niveau à 24,1 MeV semble être la superposition d'une transition électrique monopolaire et d'une transition électrique quadrupolaire ; le niveau à 25,7 MeV serait électrique dipolaire uniquement.

D'autre part, Fallieros et coll. [5] ont démontré que pour la résonance géante dipolaire excitée par

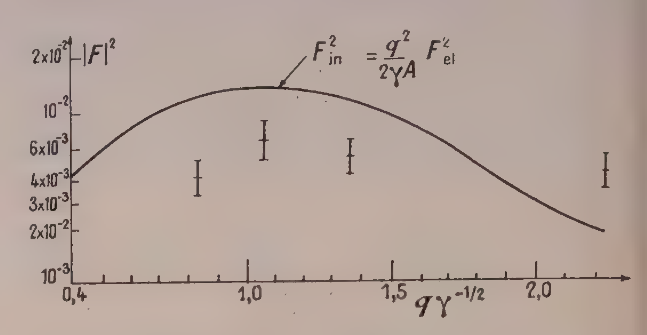


Fig. 5. — Comparaison des résultats expérimentaux avec les calculs théoriques de Fallieros et al., pour ^{16}O. Pour q donné, $|F_{in}|^2 = |F|_{el}\, \sigma_{inel}/\sigma_{el}$.

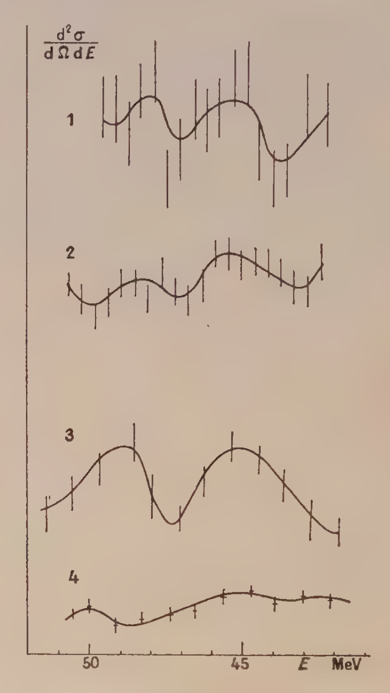


Fig. 6. — Spectres montrant l'existence de deux résonances entre 40 et 50 MeV, pour ^{16}O.
Courbes : 1) $E_0 = 150$ MeV, $\theta = 15°$, $q = 1,00\, f^{-1}$.
2) $E_0 = 150$ MeV, $\theta = 90°$, $q = 0,83\, f^{-1}$.
3) $E_0 = 150$ MeV, $\theta = 70°$, $q = 0,68\, f^{-1}$.
4) $E_0 = 100$ MeV, $\theta = 60°$, $q = 0,44\, f^{-1}$.

les électrons le facteur de forme inélastique était égal à q fois le facteur de forme élastique pour le même transfert de quantité de mouvement. Nous avons porté sur la figure 5 la courbe donnant la variation de ce facteur de forme théorique ainsi que les points expérimentaux que nous avons obtenus.

L'étude détaillée des spectres d'électrons diffusés (*fig.* 1) nous a permis de mettre en évidence l'existence d'une résonance double à deux fois l'énergie de la résonance géante. Cette résonance correspondrait à la deuxième composante de l'oscillateur harmonique qui prévoit soit une transition monopole électrique soit une transition électrique quadrupolaire. Une analyse en facteur de forme identique à celle que nous avons faite dans le cas de la résonance géante nous a montré que ces deux résonances semblent bien être dues à la superposition prévues par la théorie.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Dalitz (R. H.) et Yennie (D. H.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1598.
[2] Isabelle (D.) et Bishop (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **521**, 697.
[3] Bounin (P.) et Bishop (G.), Contribution au Congrès de Strasbourg, donnent les formules détaillées nécessaires pour ce calcul.
[4] Schiff (L. I.), *Physical Rev.*, 1956, **96**, 765.
[5] Fallieros (S.), Ferrell (R. A.) et Pal (M. K.), *Nuclear Physics*, 1960, **15**, 363.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 551.

ÉTUDE DE LA RÉSONANCE GÉANTE DU Ca^{40} PAR DIFFUSION INÉLASTIQUE D'ÉLECTRONS

Par J. P. PEREZ Y JORBA (*) (**) et H. NGUYEN NGOC (*),

Résumé. — La résonance géante du ^{40}Ca a été étudiée par diffusion inélastique d'électrons. Une structure de la résonance a été observée, en accord avec des prédictions théoriques. La valeur de la section efficace pour l'absorption photonucléaire, intégrée sur la région de la résonance géante, a été déterminée en utilisant la méthode des quanta virtuels.

Abstract. — The giant resonance in Ca^{40} has been studied by inelastic electron scattering. Structure in the resonance has been observed in agreement with theoretical predictions. The value of the cross-section for photonuclear absorption, integrated over the region of the giant resonance has been determined using the method of virtual quanta.

Introduction. — La diffusion d'électrons de haute énergie sur des noyaux s'est révélée un excellent moyen d'étude des réactions photonucléaires et en particulier des résonances géantes [1], [2], [3]. Une structure de la résonance géante a même pu être mise en évidence dans le cas de ^{16}O [3]. Une étude semblable a été entreprise ici sur le ^{40}Ca, dans le but de mettre en évidence la résonance géante, de déterminer éventuellement une décomposition en pics de différentes énergies, d'évaluer les sections efficaces correspondantes de photodésintégration et d'appliquer les règles de somme à ces sections efficaces.

Description des méthodes expérimentales. — On a utilisé le faisceau d'électrons produit par l'accélérateur linéaire d'Orsay à des énergies de 120, 150 et 180 MeV. La résolution instrumentale obtenue dépend de 3 paramètres : 1° la définition du faisceau qui dans cette expérience a toujours été prise égale à 0,2 % ; 2° le « straggling » dans la cible qui introduit un élargissement fonction de l'épaisseur de la cible et de l'angle qu'elle fait avec le faisceau, élargissement qui a varié de 100 à 200 keV suivant les circonstances expérimentales, 3° la largeur de la fente à la sortie du spectromètre qui correspondait à une dispersion de 0,2 %.

Le dispositif expérimental est similaire à celui décrit ailleurs [4]. On a utilisé des cibles de Ca naturel où la proportion de ^{40}Ca est 97 %. Les résultats seront donnés pour le Ca naturel. Les cibles étaient des plaques de Ca de 1, 2 ou 3 mm. Deux types de cibles étaient utilisés. Elles étaient soit aluminisées en surface avec un dépôt d'aluminium de l'ordre de quelques microns, soit placées dans une enceinte sous vide, les parois de l'enceinte traversées par le faisceau étant constituées par des feuilles d'aluminium de 12 microns d'épaisseur.

Analyse des données. — On a tracé des spectres d'électrons diffusés à 3 énergies et plusieurs angles. Pour chaque spectre, on trace d'abord une courbe générale où l'on mesure le taux de comptage en fonction de l'énergie des électrons diffusés que l'on fait varier de l'énergie maximum (pic élastique) jusqu'à une énergie minimum de 20 MeV. Ensuite on s'attache à étudier avec précision la région cor-

(*) Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay.
(**) Faculté des Sciences de Bordeaux.

respondant à des énergies d'excitation de 14 à 25 MeV.

Pour l'interprétation des données, on doit procéder à certaines corrections ; on doit soustraire certains effets qu'on peut grouper sous le nom de « queue radiative ». Ces effets sont de trois types : *a*) rayonnement pendant la diffusion ; *b*) rayonnement avant ou après la diffusion ; *c*) diffusion électron-électron avant ou après la diffusion nucléaire.

La diffusion peut laisser le noyau dans le même état (diffusion élastique). On obtient alors la « queue radiative » du pic élastique. Le noyau peut aussi être excité durant le processus. On obtient alors la « queue radiative » du pic inélastique correspondant. On sait calculer la queue radiative correspondant au pic élastique [5]. Ces calculs peuvent être étendus aux queues radiatives inélastiques [6], [7].

Une fois obtenues les sections efficaces d'électro-désintégration, on peut passer aux sections efficaces de photodésintégration par la méthode du spectre de photons virtuels de Weizsäcker et Williams. La section efficace différentielle d'électro-désintégration peut s'écrire

$$\frac{\mathrm{d}^2\,\sigma e}{\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}E}(E_0, k_f, \theta, l) = \frac{1}{k_f}\frac{\mathrm{d}Ne}{\mathrm{d}\Omega}(k_f, E_0, \theta, l)\,\sigma_\gamma(k_f)$$

où $\frac{\mathrm{d}^2\,\sigma e}{\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}E}(E_0, k_f, \theta, l)$ est la section différentielle correspondant à la diffusion d'électrons d'énergie initiale E_0 sous l'angle θ avec une énergie finale $E = E_0 - k_f$ dans une bande d'énergie $\mathrm{d}E$ et dans l'angle solide $\mathrm{d}\Omega . \sigma_\gamma(k_f)$ est la section efficace pour l'absorption nucléaire d'un photon équivalent d'énergie k_f. l est l'ordre multipolaire de ce photon.

Dalitz et Yennie [8] décomposent le spectre de photons virtuels en composantes longitudinales et composantes transversales :

$$\frac{\mathrm{d}Ne}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{\mathrm{d}Ne^l}{\mathrm{d}\Omega} + \frac{\mathrm{d}Ne^t}{\mathrm{d}\Omega}$$

Barber et al. [9] donnent pour des transitions électriques d'ordre l.

$$\frac{qN_e^l}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{\alpha}{2\pi^2}\frac{p^2(1+\cos\theta)}{k^2}\frac{2l}{l+1}\left(\frac{k}{k_f}\right)^{2l-2}\frac{F^2(k)}{F^2(k_f)}$$

$$\frac{\mathrm{d}Ne^t}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{\alpha}{4\pi^2}\frac{p_0^2 + p^2 + p_0\,p(1-\cos\theta)}{p_0^2\,(1-\cos\theta)}\left(\frac{k}{k_f}\right)^{2l-4}\frac{F^2(k)}{F^2(k_f)}$$

p_0 et p sont les quantités de mouvement initiale et finale de l'électron. k est le transfert de quantité de mouvement (tritransfert)

$$k^2 = p_0^2 + p^2 - 2\,p_0\,p\cos\theta.$$

La fonction F représente un facteur de forme correspondant à l'extension finie de la densité de transition nucléaire. On a utilisé pour F des expressions différentes de celles de Barber obtenues en faisant un développement en ordres partielles de l'opérateur de transition [10]. Ceci donne pour des transitions électriques :

$$\frac{\mathrm{d}Ne^l}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{\alpha}{2\pi^2}\times\frac{p^2(1+\cos\theta)\,2l(l+1)}{k^2}\left(\frac{k}{k_f}\right)^{-2}\left\{\frac{j_l(kr)}{\partial/\partial r[rj_l(k_f r)]}\right\}^2_{r=\langle r\rangle}$$

$$\frac{\mathrm{d}Ne^t}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{\alpha}{4\pi^2}\times\frac{p_0 + p^2 + p_0\,p(1-\cos\theta)}{p_0^2(1-\cos\theta)}\left(\frac{k}{k_f}\right)^{-4}\left\{\frac{\partial/\partial r\,[rj_l(kr)]}{\partial/\partial r[rj_l(k_f r)]}\right\}^2_{r=\langle r\rangle}$$

où j_l est la fonction de Bessel sphérique d'ordre l, $\langle r \rangle^2$ est le rayon carré moyen :

$$\langle r \rangle = 1{,}07\,A^{1/3}\,10^{-13}\text{ cm.}$$

Résultats. — Le calcul des « queues radiatives » nécessite la connaissance précise des facteurs de forme, en particulier du facteur de forme élastique, la « queue radiative élastique » ayant généralement la contribution la plus importante.

Le carré du facteur de forme F^2 peut être défini comme le rapport de la section efficace différentielle élastique ou inélastique qu'on considère, à la section efficace différentielle élastique pour la même énergie initiale d'électrons et pour un noyau ponctuel. En approximation de Born, le facteur de forme ne dépend que d'un paramètre q transfert d'énergie quantité de mouvement (quadritransfert).

$$q^2 = 2E_0\,E(1-\cos\theta).$$

Dans le cas du ^{40}Ca l'approximation de Born n'est pas suffisante, on doit utiliser une analyse en déphasage. Crannel et al. [11] ont mesuré la section efficace élastique à une énergie de 183 MeV et à 4 angles. Ils ont interprété les résultats expérimentaux à l'aide d'un modèle de Fermi à deux paramètres pour la densité de charge et un $\langle r \rangle$ de 3,64 f. Ce genre de calculs a été étendu à 4 énergies 80, 120, 150, 180 MeV [12].

Les résultats cités ci-dessus ainsi que les résultats expérimentaux obtenus dans cette expérience ne permettent pas encore de calculer les « queues radiatives » pour toutes les énergies d'électrons émergents. Néanmoins, on peut calculer la « queue radiative élastique » pour des énergies d'excitation de 0 à 25 MeV, c'est-à-dire dans une région couvrant la résonance géante.

Nous avons mis en évidence la résonance géante du ^{40}Ca pour tous les spectres étudiés (*fig.* 1) à une énergie d'excitation du maximum de la résonance correspondant à celle trouvée en réaction photonucléaire [13]. Sur tous les spectres, on a trouvé un pic correspondant à l'état excité à 3,8 MeV et un autre pic aux alentours de 6,5 MeV. On observe aussi vers 40-45 MeV une excitation pouvant correspondre à une transition monopolaire.

La région de la résonance géante a été étudiée en détail. Une structure a été mise en évidence (*fig.* 2 et 3), mais sur la plupart des spectres cette structure est très faible et son étude demande une grande précision statistique.

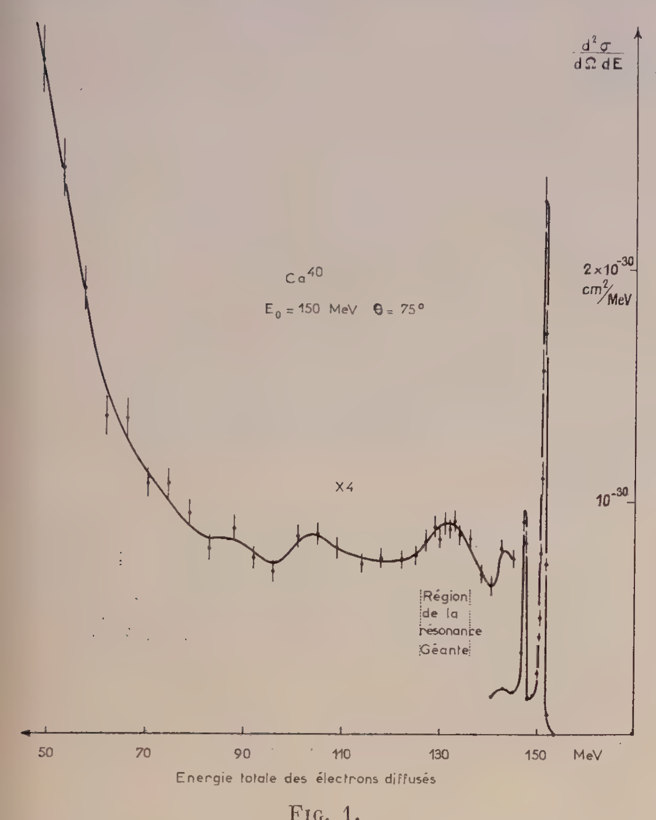


Fig. 1.

On trouve ainsi les lignes à 15,2 MeV, 17 MeV, 18 MeV, 19,2 MeV et 20,5 MeV. La structure de la résonance géante a été prévue théoriquement [14] à l'aide d'un modèle d'interaction particule-trou. Les énergies et intensités des différents dipôles sont données pour deux types d'interaction différents. Pour l'interaction la plus vraisemblable, le mélange de Soper, on a :

Énergies	10,2	12,9	13,4	15,4	16,8	17,8	19,2	20,6
Intensités	0	0	0	0	1	0	55	44

Les deux dernières lignes semblent donc coïncider avec deux des lignes expérimentales. Il est possible que toutes les lignes expérimentales ne correspondent pas à des dipôles électriques. En particulier en dessous de 17 MeV, on peut s'attendre à l'existence d'octupoles [15]. Des expériences supplémentaires seront réalisées pour tenter une analyse en facteur de forme de chacun des niveaux.

L'analyse en photons virtuels permet de déterminer l'ordre de grandeur de la section efficace photonucléaire $\int \sigma_\gamma \, dk_f$ intégrée sur un domaine d'énergie de 8 MeV dans la région de la résonance géante.

On obtient pour un transfert d'énergie-impulsion

$$q = 0{,}74\ f^{-1} \qquad \int \sigma_\gamma \, dk_f = 380 \text{ millibarns MeV}$$

$$q = 0{,}92\ f^{-1} \qquad \int \sigma_\gamma \, dk_f = 430 \text{ millibarns MeV.}$$

La règle de somme pour $\int \sigma_\gamma \, dk_f$ intégrée sur toutes les énergies de photons donne :

$$60 \frac{Nz}{A}(1 + x) \text{ millibarns MeV}$$

où x est la contribution de la force d'échange. Si on prend $x = 0{,}3$ pour ^{40}Ca, on trouve

$$\int \sigma_\gamma \, dk_f = 780 \text{ millibarns MeV.}$$

L'accord est raisonnable si l'on tient compte du fait que les résultats expérimentaux correspondent à une intégration sur une région de 8 MeV seulement.

D'autre part, on peut avoir une contribution

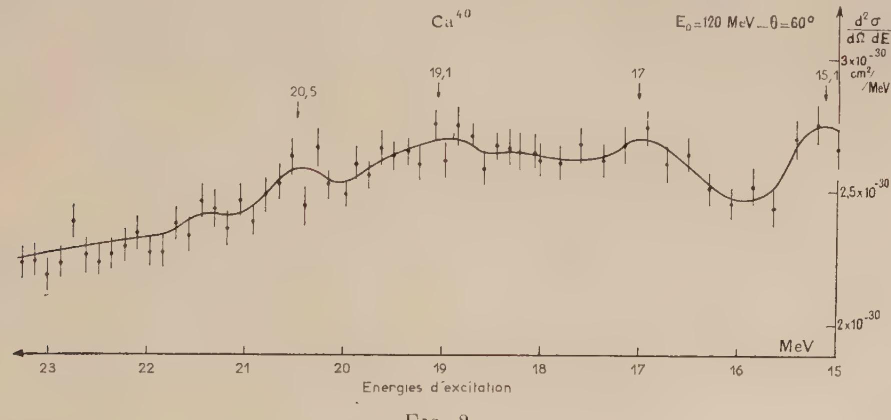


Fig. 2.

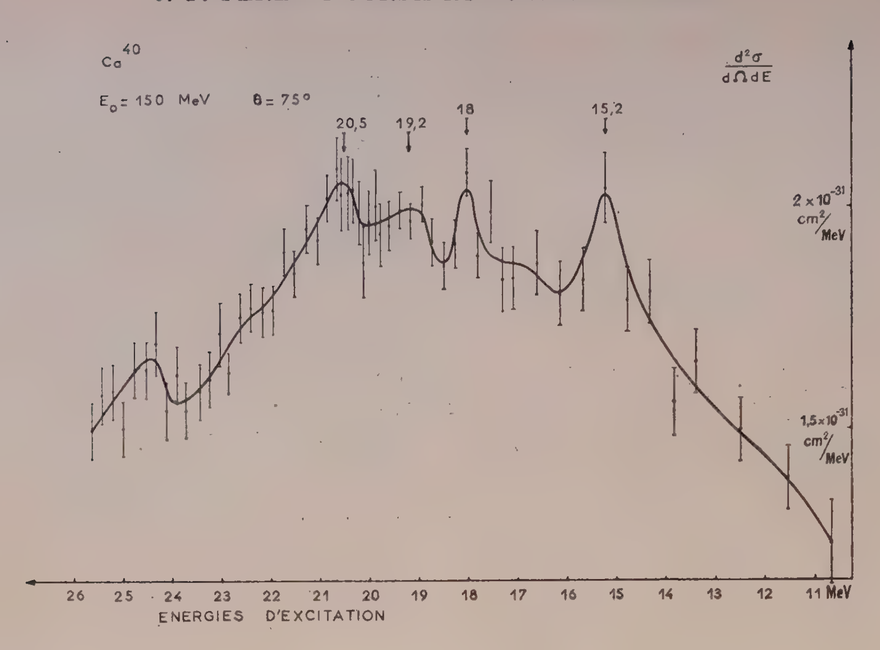


FIG. 3.

expérimentale de lignes ne correspondant pas à des dipôles. Ceci pourrait expliquer le léger accroissement en fonction du transfert. Il est connu en effet que l'intensité d'un octupole ou d'un quadrupôle croît, en fonction du transfert, plus vite que celle d'un dipôle.

Nous remercions M. le Professeur Halban, Directeur du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, le Commissariat à l'Énergie Atomique et tous les travailleurs du Laboratoire d'Orsay. M. Bishop a suggéré le problème et nous a prodigué de précieux conseils. Qu'il trouve ici l'expression de notre reconnaissance. M. Round et son service nous ont grandement aidés dans la préparation des cibles.

BIBLIOGRAPHIE

[1] BARBER (W. C.) et GUDDEN (F. E.), *Phys. Rev.*, Letters, 1959, **3**, 219.
[2] LEISS (J. E.) et TAYLOR (R. E.), Karlsruhe Photonuclear Conference, 1960.
[3] ISABELLE (D. B.) et BISHOP (G. R.), Karlsruhe Photonuclear Conference, 1960 et communication précédente, Strasbourg, (*J. Physique Rad.*, 1961, **22**, 548).
[4] LACOSTE (F.), Communication au Congrès de Strasbourg, (*J. Physique Rad*, 1961, **22**, 540).
[5] FRIEDMAN (J. I.), *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 1257.
[6] BOUNIN (P.) et BISHOP (G. R.), Communication au Congrès de Strasbourg, (*J. Physique Rad.*, 1961, 555).
[7] PEREZ Y JORBA (J. P.)— A paraître.
[8] DALITZ (R. H.) et YENNIE (D. R.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1598.
[9] BARBER (W. C.), BERTHOLD (F.), FRICKE (G.) et GUDDEN (F. E.), *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 2081.
[10] ISABELLE (D. B.) et BISHOP (G. R.), Communication personnelle.
[11] CRANNELL (H.), HELM (R.), KENDALL (H.), OESER (J.) et YEARIAN (M.), *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 283.
[12] BARREAU (R.) et BELLICARD (J.), C. E. N. Saclay, communication personnelle.
[13] SUMMERS-GILL, HASLAM et KATZ, *Canad. J. Phys.*, 1953, **31**, 70.
[14] BROWN (G. E.), CASTILLEJO (L. E.) et EVANS (J. A.), *Nucl. Physics*, 1961, **22**, 1.
[15] BROWN (G. E.), EVANS (J. A.) et THOULESS (D. J.), *Nucl. Physics*, 1961, **24**, 1.

LE SPECTRE DE DIFFUSION INÉLASTIQUE D'ÉLECTRONS DE GRANDE ÉNERGIE SUR DU CARBONE. ESSAI D'INTERPRÉTATION

Par P. BOUNIN et G. R. BISHOP,
École Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay.

Résumé. — Nous avons déterminé expérimentalement le spectre inélastique d'électrons de 194 MeV diffusés à 135° par une cible de carbone. La principale caractéristique est un large pic que nous appelons pic quasi élastique et qui est certainement dû à l'interaction directe des électrons avec les nucléons du noyau. Une interprétation fondée sur le modèle de l'oscillateur harmonique donne une courbe théorique ayant la même forme que la courbe expérimentale.

Abstract. — We have determined experimentally the inelastic spectrum of 194 MeV electrons scattered at 135° from a carbon target. The principal characteristic is a large peak which we call quasi-elastic peak and which is certainly due to the direct interaction of electrons with nucleons within the nucleus. An interpretation based on the harmonic oscillator gives a theoretical curve which has the same form as the experimental curve.

I. — Reprenant une des premières expériences faites sur l'Accélérateur d'Orsay [1] nous avons étudié le spectre inélastique d'électrons de 194 MeV d'énergie cinétique, diffusés à 135° par une cible de graphite. L'expérience est schématisée sur la figure 1 [2]. La cible avait une épaisseur de 0,368 g/cm² et comme elle faisait avec le faisceau un angle de 22°30′ son épaisseur apparente était de 0,961 g/cm² (voir le schéma, fig. 1, p. 544). Pour tracer le pic élastique, nous avons mis au sommet du spectromètre une fente de 10 mm. Nous l'avons remplacée par une fente de 40 mm pour prendre le reste de la courbe. Les résolutions globales sont de l'ordre de 0,7 % avec la fente étroite et 1,8 % avec la fente large.

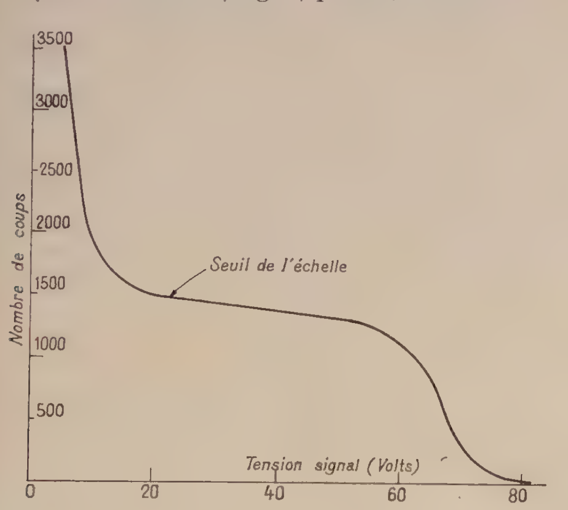


FIG. 1. — Plateau du compteur.

Le plateau du compteur, pris avec un analyseur d'impulsions à 100 canaux, est représenté sur la figure 1. Les électrons avaient une énergie de 194 MeV ± 0,4 %. Le courant moyen était de 0,1 μA d'où il résultait un taux de comptage de 1 à 2 coups/seconde. L'expérience a duré en tout 36 heures.

Le spectre expérimentalement obtenu est représenté sur la figure 3. Le pic élastique est en retrait par rapport à l'énergie des électrons incidents, la différence représentant la perte par ionisation dans la cible (1,5 MeV) et le recul Compton du noyau (5,6 MeV). On devine ensuite les niveaux inélastiques, en particulier le niveau de 16,1 MeV, puis on trouve une grande « bosse », que nous appellerons *spectre quasi-élastique*, et enfin une remontée, que nous appellerons *queue radiative*. Nous avons seulement représenté la marge d'erreur statisque $1/\sqrt{N}$, mais il y a des erreurs systématiques que nous n'avons pas encore évaluées avec précision. Cependant nous pensons que l'erreur faite en prenant « l'unité arbitraire » égale à 1 mμ barn/stéradian MeV (10^{-33} cm²/st. MeV) ne dépasse pas 20 %.

II. — Nous admettons que la queue radiative est due principalement aux phénomènes schématisés sur la figure 2.

1*a*) L'électron d'énergie E_0 émet par Bremsstrahlung, au voisinage d'un noyau, un photon d'énergie k, cela sans être dévié de sa trajectoire, puis il est diffusé sous l'angle θ par un autre noyau.

2*a*) Au lieu de perdre l'énergie k par Bremsstrahlung, l'électron la perd par collision avec un autre électron du nuage entourant le noyau.

1*b* et 2*b*) Mêmes effets, mais dans l'ordre inverse.

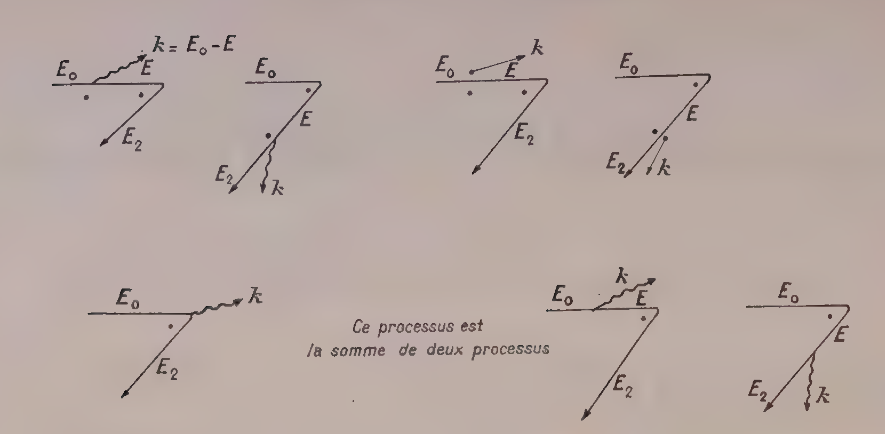


Fig. 2. — Phénomènes intervenant pour le calcul de la queue radiative.

3) Les phénomènes 1a) et 1b), au lieu de se produire sur deux noyaux différents, se produisent sur le même noyau : il s'agit alors de Bremsstrahlung avec grande déviation de l'électron.

Lorsque la déviation de l'électron sur le noyau est principalement due à la diffusion élastique ($k = E_0 - E_2$) et, en négligeant le recul du noyau, la section efficace des phénomènes radiatifs pour les effets 1) et 2) s'écrit [3] :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\text{rad} = \frac{t}{2}(\varphi_{\text{rad}} + \varphi_{\text{coll}})(E_0, E_2)[\sigma(E_0) + \sigma(E_2)]$$

où t est l'épaisseur de la cible.

$\varphi_{\text{rad}}(E_0, E_2)\, dt \,.\, dE$ est la probabilité qu'a un électron en traversant une cible d'épaisseur dt, de perdre par Bremsstrahlung une énergie comprise entre k et $k + dE$ avec $k = E_0 - E_2$.

$\varphi_{\text{coll}}(E_0, E_2)\, dt\, dE$ est la probabilité qu'a un électron en traversant une cible d'épaisseur dt, d'en ressortir avec une énergie comprise entre E_2 et $E_2 + dE$ après collision contre un électron dans un atome.

φ_{rad} et φ_{coll} sont données par exemple dans [4].

Pour l'ensemble des effets (1), (2) et (3), on trouve [3], [5] :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE}\text{rad} = [\sigma(E_0) + \sigma(E_2)] \left[A\psi(E_0, E_2) + \frac{t}{2}(\varphi_{\text{rad}} + \varphi_{\text{coll}})(E_0, E_2)\right] \quad (1)$$

avec

$$A = \frac{\alpha}{\pi}\left[\text{Log}\left(\frac{2E_0 \sin \theta/2}{Me\, C^2}\right) - \frac{1}{2}\right]$$

$$\psi(E_0, E_2) = \left(1 + \frac{E_2^2}{E_0^2}\right)\frac{1}{E_0 - E_2}.$$

Cette formule a été appliquée avec succès [1] dans plusieurs cas lorsque le transfert de quantité de mouvement est faible, plus précisément lorsque l'on est bien avant le premier minimum de diffraction du pic élastique.

On est tenté (*) de la généraliser en tenant compte de l'éventuelle diffusion inélastique de l'électron par le noyau, et d'écrire dans ce cas :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE}\text{rad} = AI_1 + \frac{t}{2}I_2 \quad (2)$$

avec

$$I_1 = \int_{E=E_2}^{E=E_0}\{\sigma(E, E_2)\,\psi(E_0, E) + \sigma(E_0, E)\,\psi(E, E_2)\}\, dE$$

$$I_2 = \int_{E=E_2}^{E=E_0}\{\sigma(E, E_2)(\varphi_{\text{rad}} + \varphi_{\text{coll}})(E_0, E) + \sigma(E_0, E)(\varphi_{\text{rad}} + \varphi_{\text{coll}})(E, E_2)\}\, dE,$$

Ici $\sigma(E, E')$, notation abrégée pour $(d^2\sigma/d\Omega \,.\, dE)(E, E')$, est la section efficace différentielle de diffusion d'un électron par un noyau, l'énergie de l'électron étant E avant l'interaction, et E' après.

La formule (2) peut se démontrer. Cela est évident pour le terme $(t/2)\, I_2$ puisqu'il s'agit de deux phénomènes consécutifs dont on multiplie entre elles les probabilités. On peut démontrer le terme AI_1 [6] en généralisant la formule de Bethe et Heitler dans le cas où le noyau est excité dans le processus de Bremsstrahlung et en intégrant la nouvelle formule comme dans [4].

Comme on a sensiblement :

$$\psi(E, E') \# X_0[(\varphi_{\text{coll}} + \varphi_{\text{rad}})(E, E')]$$

où X_0 est la longueur de radiation de la cible, par conséquent :

$$I_1 \# X_0 I_2$$

et

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE}\text{rad} \# \left(AX_0 + \frac{t}{2}\right) I_2.$$

En fait nous avons pensé avoir une meilleure approximation en écrivant :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE}\text{rad} \# (\lambda + t)\, I \quad (3)$$

(*) Suggestion du Dr R. E. Taylor.

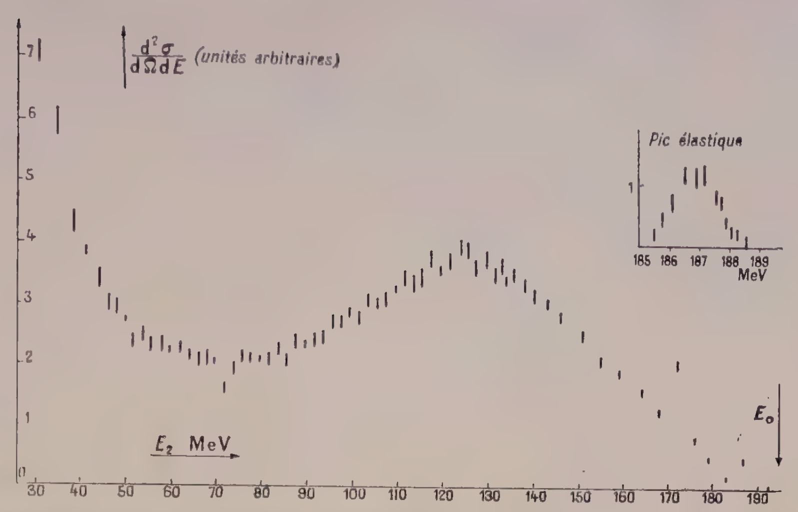


FIG. 3. — Spectre expérimental à 135° de diffusion d'électrons de 194 MeV sur une cible de graphite de 0,961 g/cm².

avec

$$\lambda = \frac{2A\psi(E_0, E_2)}{(\varphi_{coll} + \varphi_{rad})\,(E_0, E_2)} \quad \text{et} \quad I = \frac{I_2}{2}.$$

Dans notre expérience, lorsque E_2 passait de 135 à 30 MeV, λ passait de 1,65 à 0,75 g/cm².

Si nous déterminons donc pour la même énergie E_2 du spectromètre la section efficace expérimentale correspondant à deux cibles d'épaisseurs différentes t_1 et t_2, nous pouvons en déduire $\sigma(E, E')$ en résolvant un système de deux équations linéaires à deux inconnues.

En fait nous avons utilisé quatre cibles d'épaisseurs apparentes respectivement 0,96-1,92-2,88 et 3,68 g/cm². Le changement de cible était télécommandé. Une grossière évaluation des effets du second ordre [7] nous conduisait à adopter, pour corriger cet effet, des épaisseurs fictives légèrement différentes. Nous avons également tenu compte de la perte par ionisation en augmentant E_0 et diminuant E_2 convenablement chaque fois que l'on mettait une cible plus épaisse. Nous avons déterminé ainsi expérimentalement la queue radiative à 134 MeV puis à 120, 110, 100 ... 30 MeV. Pour le premier point nous avons utilisé les quatre cibles afin de bien vérifier la linéarité de la courbe (nombre de coups/épaisseur) en fonction de l'épaisseur, ce que nous avons constaté dans les limite des erreurs statistiques. Pour les autres points nous avons pris une statistique de près de 2 000 coups sur la cible de 0,96 g/cm², puis mis la cible de 2,88 g/cm² avec une statistique de 400 coups afin de distinguer la forme générale de la courbe correspondante, enfin mis la cible de 3,68 g/cm² avec une statistique de près de 1 200 coups. L'expérience durait près d'une heure par point. Pour calculer I, donc σ_{rad} nous avons employé la méthode des moindres carrés.

Les résultats sont rassemblés sur la figure 4. Nous avons tracé trois queues radiatives.

1) La queue déterminée par application de la formule (1) en prenant comme section efficace de

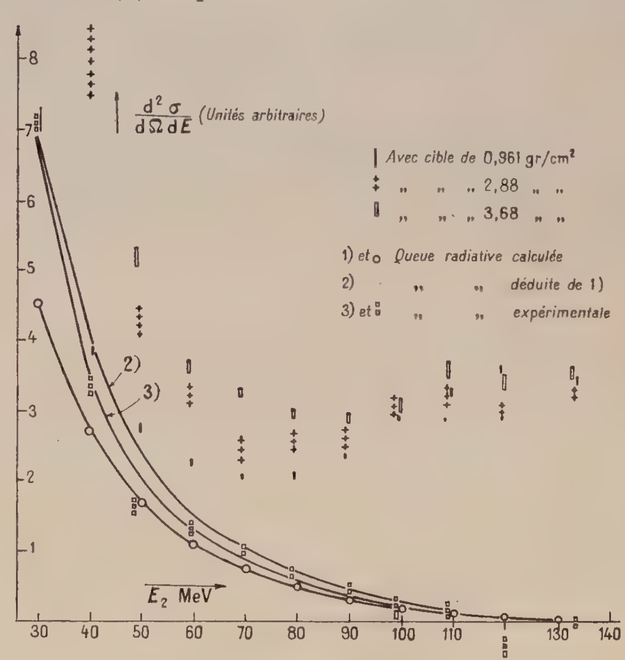


FIG. 4. — Spectre pris avec des cibles différentes et queues radiatives. La courbe la plus basse est la courbe n° 1.

diffusion élastique du carbone celle déterminée par [8].

2) La courbe déduite de la courbe 1) par une affinité telle que sa partie à basse énergie coïncide avec la courbe trouvée expérimentalement.

3) La courbe déterminée par notre méthode expérimentale.

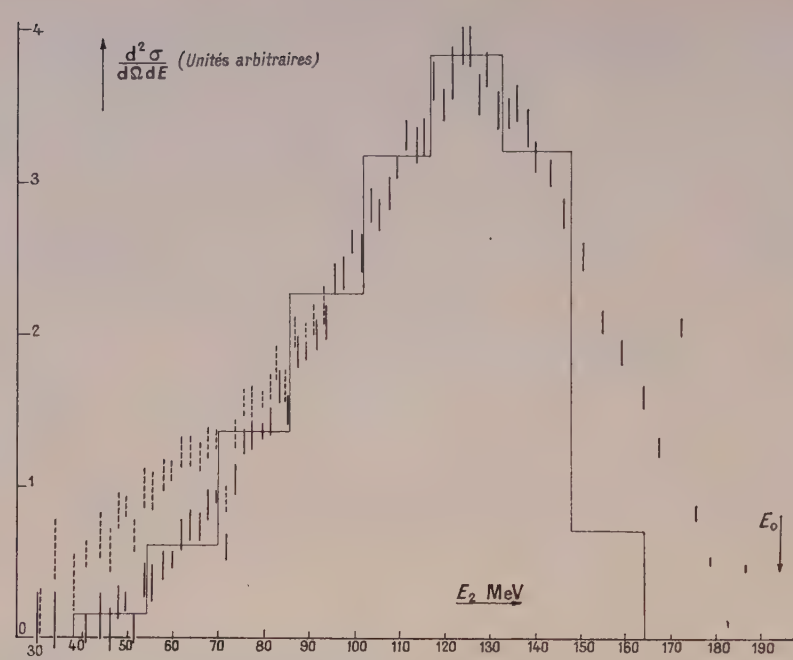


FIG. 5. — Spectre de diffusion d'électrons de 194 MeV sur du carbone à 135° (après soustraction de la queue radiative).

| Après soustraction de la QR n° 2.

⋮ Après soustraction de la QR n° 3.

——— Spectre théorique dans le cas d'un noyau à potentiel parabolique en supposant une répartition gaussienne de la charge dans le proton. (Le spectre a été normalisé pour que son sommet coïncide avec celui du spectre réel.)

On est en droit d'admettre que la queue radiative réelle se trouve comprise entre les courbes (2) et (3). En les retranchant de la figure 4 on obtient les deux spectres possibles représentés sur la figure 5.

III. — La partie essentielle du spectre obtenu est le pic quasi-élastique. Nous sommes conduits à l'attribuer à une interaction directe entre électrons et nucléons du noyau, principalement les protons puisque la diffusion magnétique est réduite par un facteur $\hbar q^2/4M^2C^2 = 1{,}02.10^{-3}$ pour cette expérience. Si ces nucléons étaient immobiles, la perte d'énergie serait la même pour chaque électron, mais du fait du mouvement il se produit un élargissement analogue à l'élargissement des raies par effet Doppler en spectroscopie classique.

On a assez sensiblement :

$$\int (d^2\sigma/d\Omega\, dE)\, dE_2 = Z\sigma$$

où Z est le nombre de protons de carbone et σ la section efficace de diffusion d'électrons sur des protons [9]. En effet si une unité arbitraire = 1 mμ barn/Stéradian MeV, l'aire sous la courbe de la figure 8 est de 273 ± 13 mμ barn stéradian, et $Z\sigma = 267$ mμ barn/stéradian.

Cela confirmerait l'interprétation que nous donnons ci-dessus et la vieille règle de sommation de Kuhn et al. [10]

$$\int (d^2\sigma/d\Omega\, dE)\, dE_2 = \sigma[Z + Z(Z-1)\, f_2]$$

où f_2 est le carré du facteur de forme de scattering élastique, lequel est très faible dans les conditions de notre expérience.

Admettant que dans cette expérience la diffusion soit presque incohérente, nous pouvons comparer nos résultats avec les prédictions d'un modèle simple pour le noyau de carbone. Pour modèle nous prenons un puits de potentiel parabolique, ce qui donne pour les fonctions d'onde des protons celles de l'oscillateur harmonique. Ensuite en approximation de Born, nous calculons la section efficace pour la diffusion coulombienne de l'électron avec transfert d'énergie et quantité de mouvement aux protons qui sont par conséquent promus dans les états excités du modèle. L'énergie d'excitation de chaque transition est un multiple entier de l'énergie caractéristique du modèle qui est reliée à la longueur intrinsèque a par la fraction $a^2 = \hbar^2/M\varepsilon$. La longueur $a = 1{,}63$ fermis, est déjà connu d'après le facteur de forme de la diffusion élastique sur carbone, et correspond à $\varepsilon = 15{,}3$ MeV. La section efficace donnée par ce modèle consiste d'une série de raies discrètes équidistantes en énergie avec les intensités de la Table I.

TABLE I

ÉNERGIE D'EXCITATION MeV	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mμ BARN/STÉRADIAN PROTON PONCTUEL	PROTON GAUSSIEN
—	—	—
15,3	6,904	2,46
30,6	29,36	11,16
45,9	31,57	13,16
61,2	24,38	10,95
76,5	16,42	7,78
91,8	9,38	4,65
107,1	3,89	2,03
122,4	1,07	0,59
137,7	0,19	0,12
153,0	0,02	0,01

Les deux valeurs sont indiquées pour chaque raie correspondant à un proton ponctuel ou à un proton avec sa charge distribuée selon une loi Gaussienne.

Nous constatons qu'au moins la forme de la courbe expérimentale est reproduite assez bien par ce calcul, surtout si le facteur de forme du proton est inclus. Il faut néanmoins déplacer la courbe théorique d'une énergie égale à l'énergie de liaison d'un proton dans le carbone pour faire coïncider les maxima. Aussi le calcul donne pour la section efficace totale, respectivement 125 mμ barn/stéradian et 53 mμ barn-stéradian.

Nous concluons que le modèle ne rend que grossièrement compte du résultat, mais que les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique peuvent certainement servir comme base de départ d'un calcul plus précis où les interactions nucléaires, telles que les forces d'échange, seraient inclues.

IV. — Nous remercions M. Halban, Directeur du Laboratoire, le Commissariat à l'Énergie Atomique et tous les travailleurs du Laboratoire d'Orsay pour l'aide qu'ils nous ont apportée, et tout particulièrement le Professeur R. Wilson, de l'Université de Harvard, et le Docteur R. E. Taylor, de l'Université de Stanford.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Leiss (J. E.) et Taylor (R. E.), Contributions to the Karlsruhe Photonuclear Conference, 1960, F 5.
[2] Lacoste (F.), Description de l'équipement expérimental utilisé pour les expériences de diffusion d'électrons dans la salle 250 MeV. Rapport Accélérateur Linéaire d'Orsay, LHE 7.
[3] Barber (W. C.) et al., *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 2081.
[4] Rossi (B.), High Energy Particles, Prentice Hall Inc., p. 15 et 48.
[5] Schiff (L. I.), *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 750.
[6] Perez y Jorba (J.), *J. Physique Rad.*, Publication à paraître.
[7] Wilson (R.), Communication privée : La section efficace réelle doit être de la forme $A_0 + It\left(1 + \frac{b}{3}t\right)$ avec $b = 1{,}27$ cm² g⁻¹ pour le carbone.
[8] Ehrenberg (H. F.) et al., *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 666.
[9] Hofstadter (R.), *Annual Rev. Nuclear Science*, 1957, **7** 231, cf. p. 252.
[10] Citée dans Drell (S. D.) et Schwartz (C. L.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 568.

DÉTERMINATION DES DÉPHASAGES PAR DIFFUSION DE PROTONS POLARISÉS SUR UNE CIBLE DE PROTONS POLARISÉS

Par J. RAYNAL,
Service de Physique Mathématique, C. E. N., Saclay.

Résumé. — Ces expériences permettent de mesurer quatre nouveaux paramètres dépendant de l'angle qui sont étroitement reliés aux coefficients de corrélation de spin. A basse énergie, seules les ondes S, P et D interviennent et l'analyse de la section efficace donne quatre solutions en choisissant S et D dans un certain domaine. On étudie le comportement de chacun des paramètres mesurables suivant le genre de solution et la possibilité de fixer les valeurs des déphasages S et D par les mesures les plus simples possibles.

Abstract. — Four new parameters closely related to the spin correlation coefficients can be measured by proton-proton scattering, beam and target being both polarized. At low energies, only S, P and D waves give a contribution. The cross-section, by itself, gives four solutions for all the values assumed for S and D in a given range. The behaviour of each parameter thus measured is studied for each solution. One also studies how to select the value of S and D phase-shifts by the simplest possible measurements.

On peut caractériser l'interaction proton-proton par les valeurs des différents déphasages en fonction de l'énergie. Ceci peut se faire, en principe, par l'étude de la section efficace de diffusion élastique. Examinons la situation à basse énergie.

Jusqu'à environ 30 MeV, on peut admettre que seules les ondes S, P et D interviennent. Il faut donc tirer cinq paramètres de l'expérience : les déphasages singlets S et D et les trois déphasages triplets P_0, P_1 et P_2. Clementel et Villi [1] ont montré que la section efficace s'écrit dans ces conditions

$$\sigma(\theta) = \sigma_{\sin}(\theta) + \frac{3}{4}|f_c(\theta) - f_c(\pi - \theta)|^2 + z_1\frac{A(\theta)}{k^2} + z_2\frac{B(\theta)}{k^2} + z_3\frac{P_2(\cos\theta)}{k^2} \qquad (1)$$

où $\sigma_{\sin}(\theta)$ est la contribution de l'état singlet, $f_c(\theta)$ l'amplitude coulombienne pure et

$$A(\theta) = 1 + \frac{\gamma}{2}\cos\theta\left[\frac{\sin 2(\gamma \operatorname{Ln}\sin\theta/2 + \sigma_1 - \sigma_0)}{\sin^2\theta/2} - \frac{\sin 2(\gamma\operatorname{Ln}\cos\theta/2 + \sigma_1 - \sigma_0)}{\cos^2\theta/2}\right] \qquad (2)$$

$$B(\theta) = -\frac{\gamma}{2}\cos\theta\left[\frac{\cos 2(\gamma\operatorname{Ln}\sin\theta/2 + \sigma_1 - \sigma_0)}{\sin^2\theta/2} - \frac{\cos 2(\gamma\operatorname{Ln}\cos\theta/2 + \sigma_1 - \sigma_0)}{\cos^2\theta/2}\right].$$

Les déphasages P interviennent par l'intermédiaire de

$$z_1 = \frac{1}{2}\{9 - \cos 2P_0 - 3\cos 2P_1 - 5\cos 2P_2\} = \sum_J (2J+1)\sin^2 P_J$$

$$z_2 = \frac{1}{2}\{\sin 2P_0 + 3\sin 2P_1 + 5\sin 2P_2\} = \sum_J (2J+1)\sin P_J\cos P_J \qquad (3)$$

$$z_3 - 2z_1 = \frac{1}{4}\{9\cos 2(P_2 - P_1) + 4\cos 2(P_2 - P_0) - 13\} = -\frac{1}{2}\sum_J (J+2)^2\sin^2(P_J - P_2).$$

Connaissant la section efficace $\sigma_{\exp}(\theta_i)$ à N angles θ_i différents avec des erreurs $d\sigma_{\exp}(\theta_i)$, on peut se donner les déphasages S et D et chercher les valeurs de z_1, z_2, z_3 qui minimisent l'expression

$$M = \sum_{i=1}^{N}\{(\sigma_{\exp}(\theta_i) - \sigma(\theta_i, z_1, z_2, z_3))/d\sigma_{\exp}(\theta_i)\}^2. \qquad (4)$$

Les valeurs de S et de D permettant le minimum le plus bas de M seraient les plus probables. Mais on se heurte à deux difficultés :

1° On montre que la détermination des déphasages P_0, P_1, P_2 à partir de z_1, z_2, z_3, si elle est possible, comporte toujours quatre solutions [1, 2].

2° Pratiquement, les valeurs de S et D ne sont pas déterminées. Des calculs ont été faits à partir de 8 points à 18,2 MeV et de 15 points à 19,8 MeV donnés par [3]. Dans le premier cas, pour S variant de 48° à 54° et D de 0° à 1°, le minimum trouvé varie de 0,34 à 0,39, ce qui correspond à une probabilité très voisine de 1. Dans le deuxième cas, pour S allant de 47° à 53° et D de 0° à 1°, il varie de 9 à 9,6, ce qui correspond à un accord plus mauvais, mais constant. Par conséquent, la seule limitation que l'on obtient par cette méthode est due à la possibilité de trouver au moins une solution pour les déphasages P. Si on sort du domaine correspondant, le minimum « réel » de M croît brusquement.

Parmi les autres mesures susceptibles d'apporter un complément d'informations, la corrélation de spin a sur la dépolarisation l'avantage de ne pas mélanger les états singlet et triplet. Les coefficients de corrélation de spin sont reliés à ceux que l'on peut déterminer en mesurant la section efficace de diffusion élastique de protons polarisés par une cible de protons polarisés. En effet, dans le formalisme de l'hélicité [4] (c'est-à-dire avec la direction du proton incident comme axe de quantification pour l'état initial et celle de l'un des protons sortants pour l'état final), le faisceau sortant dans la direction θ dans le système du centre de masse est décrit par la matrice densité

$$\rho(\theta) = 1 + \mathcal{P}(\sigma_y^1 \otimes 1 + 1 \otimes \sigma_y^2) + A_{zz}\,\sigma_z^1 \otimes \sigma_z^2 + A_{yy}\,\sigma_y^1 \otimes \sigma_y^2 + A_{xx}\,\sigma_x^1 \otimes \sigma_x^2 + A_{zx}(\sigma_z^1 \otimes \sigma_x^2 + \sigma_x^1 \otimes \sigma_z^2). \quad (5)$$

D'autre part, considérons un faisceau incident décrit par un vecteur polarisation de projection p_0 sur sa direction de propagation et dont la partie transversale, de longueur p fait un angle φ avec la

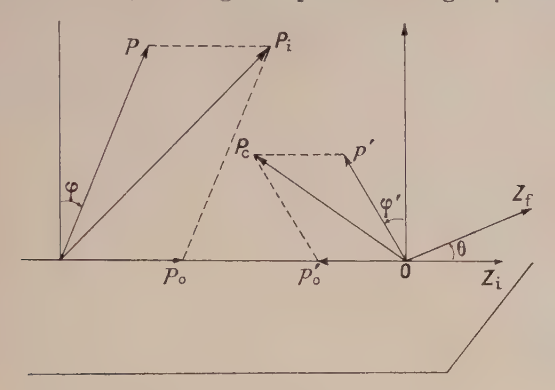


Fig. 1. — Coordonnées utilisées pour décrire des polarisations quelconques.

normale au plan de diffusion ; décrivons la cible de la même manière par p_0', p' et φ'. La section efficace est donnée par

$$\left(\frac{d\sigma(\theta, \varphi, \varphi')}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}\right)_{n.p.} \Big\{ 1 + \mathcal{P}(p \cos \varphi + p' \cos \varphi') + A_{zz}\, p_0\, p_0' + \left(\frac{A_{yy} - A_{xx}}{2} \cos(\varphi + \varphi') + \frac{A_{yy} + A_{xx}}{2} \cos(\varphi - \varphi')\right) p p' + A_{zx}(p_0\, p' \sin \varphi' + p_0'\, p \sin \varphi) \Big\}. \quad (6)$$

Dans ces formules $\mathcal{P}$ est la polarisation au sens habituel et les coefficients A sont reliés aux coefficients C de Wolfenstein [5] par un simple changement de système de référence : comme l'axe Oy est inchangé, A_{yy} est exactement le coefficient C_{nn} de Wolfenstein.

Signalons qu'il existe, en dehors de toute approximation, une relation valable pour tous les angles donnant la diffusion singlet en fonction des A

$$\sigma_{\sin}(\theta) = \frac{1}{4}\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}\right)_{n.p.} (1 - A_{xx} - A_{yy} - A_{zz}). \quad (7)$$

On peut donc envisager quatre séries de mesures

1° La polarisation du faisceau est transversale et celle de la cible lui est parallèle ; on observe dans le plan perpendiculaire pour avoir le coefficient $A_{yy}(\theta)$ (*fig.* 2*a*).

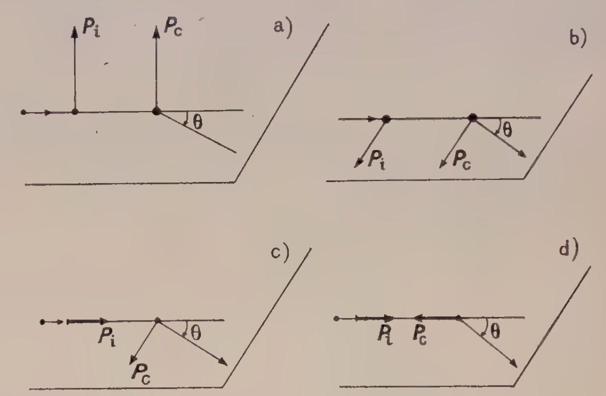


Fig. 2. — Disposition expérimentale pour la mesure des coefficients A_{yy}, A_{xx}, A_{zx} et A_{zz}.

2° Avec la même disposition du faisceau et de la cible, on observe dans le plan parallèle aux polarisations : on obtient le coefficient $A_{xx}(\theta)$ (*fig.* 2*b*).

3° La polarisation du faisceau incident est longitudinale, sa direction est perpendiculaire à la polarisation de la cible et on observe dans le plan parallèle aux polarisations : on obtient $A_{zx}(\theta)$ (*fig.* 2*c*). On peut permuter les directions de polarisation de la cible et du faisceau incident.

4° Les polarisations sont parallèles à la direction du faisceau et on observe dans un plan arbitraire : on obtient $A_{zz}(\theta)$ (*fig.* 2*d*).

Les coefficients A et $\mathcal{P}$ peuvent se mettre sous une forme analogue à celle de la formule (1) pour la section efficace. On peut aussi chercher leur expression approchée par développement limité par rapport aux déphasages P et à la constante d'interaction coulombienne γ : en dehors d'un petit domaine vers l'avant où la diffusion coulombienne prédomine, $1 + A_{yy}$, $1 + A_{xx}$, $1 + A_{zz}$, A_{zx} sont du deuxième ordre et $\mathcal{P}$ est du troisième. De plus, pour les quatre solutions différentes de déphasages P relatives aux mêmes valeurs de S et de D, on ne trouve que deux valeurs différentes pour A_{yy}.

La méthode envisagée à Saclay pour polariser une cible de protons rend l'utilisation expérimentale assez délicate. La source est placée dans l'entrefer d'un électroaimant et sa polarisation qui est

normale aux pôles, peut être renversée par une faible variation du champ. Il est donc plus simple de comparer les sections efficaces à un angle donné pour des valeurs opposées de la polarisation de la cible que de faire des corrections pour connaître l'asymétrie droite-gauche. On obtient ainsi en fonction de l'angle

$$R(\theta, \varphi) = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}$$

$$= p' \frac{\mathcal{P} \cos \varphi + \left(\frac{A_{yy} - A_{xx}}{2} \cos 2\varphi + \frac{A_{yy} + A_{xx}}{2} \right) p}{1 + \mathcal{P} p \cos \varphi} \quad (8)$$

En particulier, en observant à l'angle $\varphi = 0$, on obtient

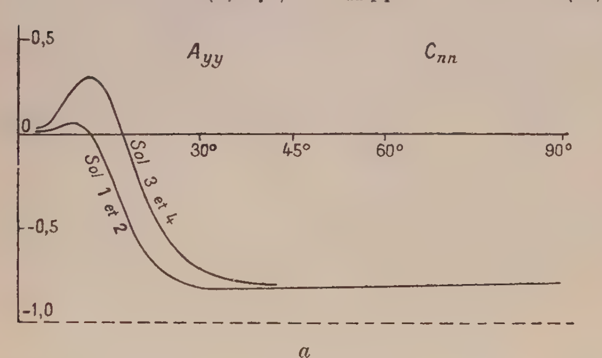
$$R(\theta, 0) = \left\{ \frac{\mathcal{P} + A_{yy} p}{1 + \mathcal{P} p} \right\} p'$$

d'où on peut tirer A_{yy} en connaissant $\mathcal{P}$. Comme on sait que $\mathcal{P}$ est faible à basse énergie, on a approximativement

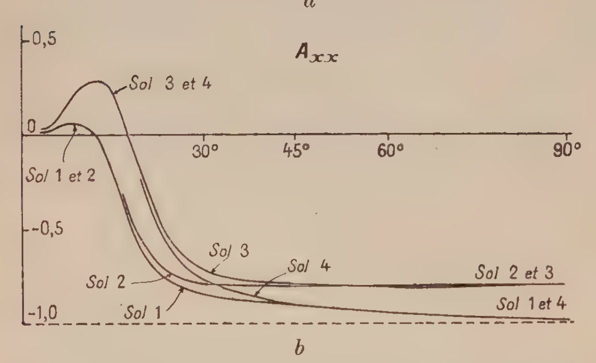
$$R(\theta, 0) = A_{yy}\, pp' = C_{nn}\, pp' \quad (9)$$

Pour l'angle $\varphi = \pi/2$.

$$R(\theta, \pi/2) = A_{xx}\, pp'. \quad (10)$$



a



b

FIG. 3. — $A_{yy}(\theta)$ et $A_{xx}(\theta)$ pour les quatre solutions donnant la section efficace différentielle observée à 18,2 MeV pour $S = 50°$ et $D = 0°40$. Les déphasages P sont :

solution 1 :	$P_0 = 7,69$	$P_1 = -5,38$	$P_2 = 4,18$
solution 2 :	$P_0 = 15,05$	$P_1 = -1,74$	$P_2 = 0,64$
solution 3 :	$P_0 = -12,26$	$P_1 = 4,53$	$P_2 = 2,15$
solution 4 :	$P_0 = -4,90$	$P_1 = 8,17$	$P_2 = -1,39$

La figure 3 donne ces deux coefficients pour un certain jeu de déphasages à 18,200 MeV. Une mesure de A_{xx} permet de séparer les solutions 1 et 4 des solutions 2 et 3, si on le fait vers 90° et une mesure de A_{yy} vers 30° sépare totalement les solutions.

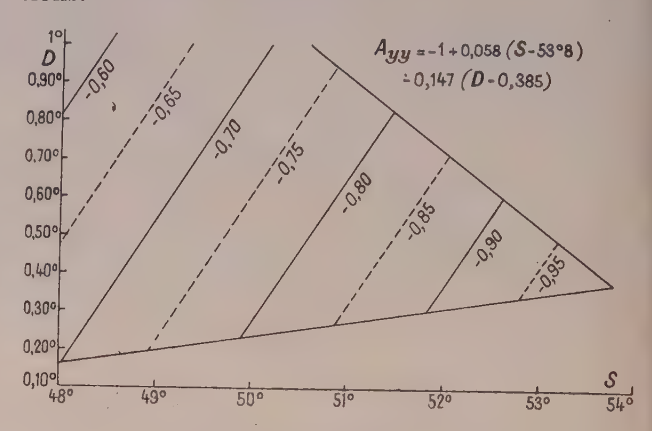
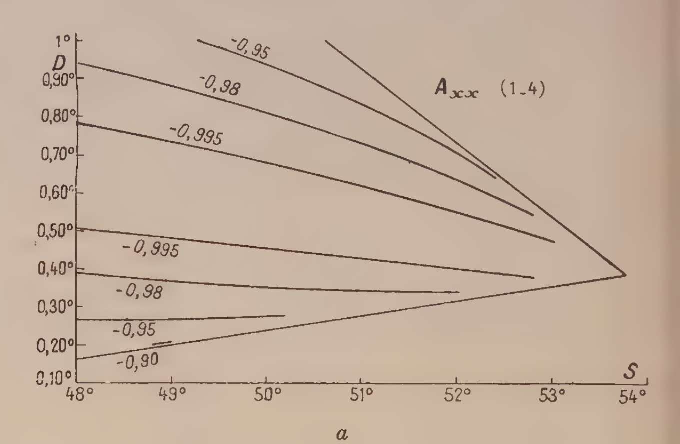
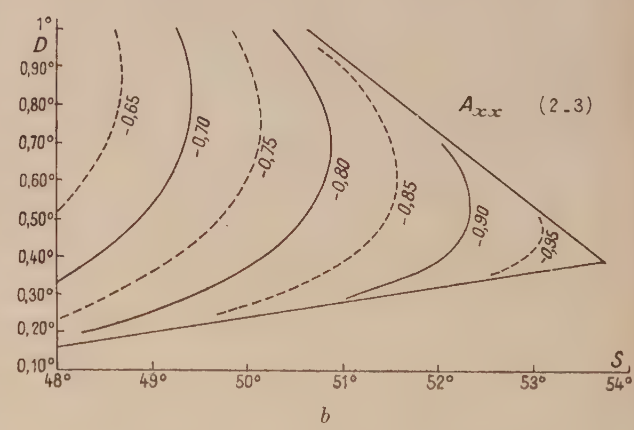


FIG. 4. — A_{yy} (90°) en fonction des déphasages S et D pour 18,2 MeV.



a



b

FIG. 5. — A_{xx} (90°) en fonction des déphasages S et D pour 18,2 MeV.

Les mesures à 90° sont très importantes pour déterminer les valeurs des déphasages S et D. En effet, les quatre solutions donnent la même valeur

de A_{yy} qui est directement liée à la section efficace singlet par

$$1 - A_{yy}\,(90^{\circ}) = 2\sigma_{\text{sin}} / (\sigma_{\text{sin}} + \sigma_{\text{triplet}}) \qquad (11)$$

La dépendance de A_{yy} (90°) en fonction de S et D est à peu près linéaire. Ceci est dû au fait que les valeurs de S envisagées sont voisines de 45° et celles de D sont très faibles. La mesure de A_{yy} donne donc le déphasage S si on connaît celle de D (on peut prendre la valeur donnée par la théorie avec échange d'un pion) (*fig.* 4).

La mesure de A_{xx} à 90° donne des recoupements supplémentaires. Mais il y a deux valeurs possibles ; elles peuvent cependant être différenciées, parce que les solutions 1 et 4 donnent des valeurs nettement inférieures à celles des solutions 2 et 3. Le premier cas ne donnerait aucune indication précise (*fig.* 5) mais le deuxième peut permettre de déterminer simultanément S et D.

Le nombre de points expérimentaux et leur précision sont insuffisants, car l'erreur sur A_{yy} calculé pour des valeurs de S et de D données correspond à une erreur de 0°50 pour S et A_{xx} dans le cas des solutions 1 et 4 n'est pas significativement différent de — 1. Par conséquent des mesures précises de A_{yy} et de A_{xx} pour déterminer les déphasages S et D nécessitent des mesures plus précises de la section efficace à la même énergie.

Je tiens à remercier M. Thirion, dont les expériences sont à l'origine de ce travail et MM. Bloch et Messiah qui m'ont aidé de leurs conseils. Les calculs ont été faits sur l'IBM 7090 du S. C. E. A. de Saclay dirigé par M. Amouyal.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Clementel (E.) et Villi (C.), *Nuovo Cimento*, 1955, **2**, 1165. Noyes (H. P.) et MacGregor (M. H.), *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 223.
[2] Raynal (J.), *Nuclear Physics* (à paraître).
[3] MacGregor (M. H.), *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 1559.
[4] Jacob (M.) et Wick (G. C.), *Annals of Physics*, 1959, **7**, 404.
[5] Wolfenstein (L.), *Ann. Rev. Nuclear Sc.*, 1956, **6**, 43.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 563.

POLARISATION DES NEUTRONS DE LA RÉACTION D(d, n)³He POUR UNE ÉNERGIE DE DEUTONS DE 5,5 MeV

Par Paul AVIGNON, Yvon DESCHAMPS et Louis ROSIER,

Résumé. — Dans le cadre de recherches destinées à obtenir des neutrons polarisés d'énergies intermédiaires (5 à 30 MeV), on a commencé par déterminer la polarisation maximum des neutrons de la réaction D(d, n)^{3}He pour une énergie de deutons de 5,5 MeV.

On utilise le faisceau de deutons du cyclotron d'Orsay ($E_d = 6{,}7$ MeV) et une cible de deutérium gazeux pour la production des neutrons.

La mesure de la polarisation est déduite de l'asymétrie azimutale droite-gauche observée au cours d'une diffusion sur ^{4}He.

Abstract. — In the research scheme aimed at obtaining polarised neutrons of medium energies (5 to 30 MeV), we started by determining the maximum polarisation of the neutrons of the reaction D(d, n)^{3}He for a neutrons energy of 5.5 MeV.

We used deuteron beam of the Orsay cyclotron (E_d = 6.7 MeV) and a target of gaseous deuterium to produce the neutrons.

The measure of the polarisation is deduced from the right-left assymmetry observed in the scattering on ^{4}He.

Introduction. — L'étude de la polarisation des neutrons issus des réactions D(d, n)^{3}He et T(d, n)^{4}He, présente le double intérêt d'apporter des renseignements sur les forces nucléons-nucléons et de permettre éventuellement l'utilisation de ces réactions comme sources de neutrons polarisés.

Si l'on dispose de résultats expérimentaux relativement nombreux pour une énergie des deutons $E_d < 2$ MeV [1] on possède encore peu de renseignements pour des énergies supérieures [2]. Nous avons entrepris de mesurer la polarisation des neutrons issus de ces réactions dans le domaine

5 MeV $< E_d <$ 6,7 MeV. La présente note concerne les résultats obtenus dans le cas de la réaction D(d, n)^{3}He à une énergie E_d = 5,5 MeV.

Principes de l'expérience. — A) Les neutrons sont produits en envoyant un faisceau de deutons sur une cible de deutérium. Les mesures actuelles ont été faites à un angle θ_1 d'émission des neutrons dans le laboratoire tel que θ_1 = 40°. Cet angle correspond sensiblement à la polarisation maximum théoriquement prévue [3].

B) L'analyse de la polarisation est effectuée par diffusion sur ^{4}He. La section efficace différentielle pour celle-ci peut s'exprimer :

$$\sigma(\theta, \varphi) = \sigma^n(\theta)\,[1 + P_1 . P_2] \qquad (1)$$

θ : est l'angle de la direction des neutrons diffusés avec la direction des neutrons incidents.

φ : l'angle entre les plans de réaction et de diffusion.

$\sigma^n(\theta)$: la section efficace de diffusion dans l'angle θ de neutrons non polarisés.

P_1 : la polarisation des neutrons incidents.

P_2 : la polarisation au cours de la diffusion.

D'où l'on déduit une asymétrie azimutale

$$\varepsilon = \frac{\sigma(\theta, \varphi) - \sigma(\theta, \varphi + \pi)}{\sigma(\theta, \varphi) + \sigma(\theta, \varphi + \pi)}.$$

Si l'on choisit φ = 0, en utilisant l'équation (1) il vient :

$$\varepsilon = kP_1 . P_2$$

k est un facteur géométrique nécessité par les dimensions finies des détecteurs. On le calcule en utilisant les travaux de Seagrave sur la diffusion n-^{4}He [4].

La détermination expérimentale de ε et le calcul de k et P_2 permettent donc d'obtenir P_1. Pratiquement on se place à un angle θ_2 correspondant à P_2 max. et l'on obtient P_2 en utilisant les déphasages de Seagrave.

Dispositif expérimental. — Il est schématisé sur la figure 1.

A) Les neutrons sont produits en envoyant le faisceau de deutons du cyclotron d'Orsay sur une cible de deutérium gazeux. Le faisceau de deutons a une énergie de 6,7 MeV et une intensité de 0,2 μA.

La cible, isolée du cyclotron par une feuille de Ni mince, contient du deutérium sous une pression de 3 atmosphères. La mesure de l'intensité du faisceau et celle de la pression du deutérium sont enregistrées.

B) L'hélium se trouve à l'intérieur d'un récipient en fer à une pression de 50 atmosphères. Pour améliorer le rendement lumineux on ajoute 10 % de Xe. Les scintillations provoquées par le recul des atomes d'He, sont vues par un photomultiplicateur à fenêtre de quartz. (E. M. I. ou 55 UVP.) Une source de Po, de faible intensité, placée à l'intérieur du scintillateur à gaz permet de vérifier le fonctionnement de l'appareil et, en particulier, de l'étalonner en énergie. La résolution obtenue

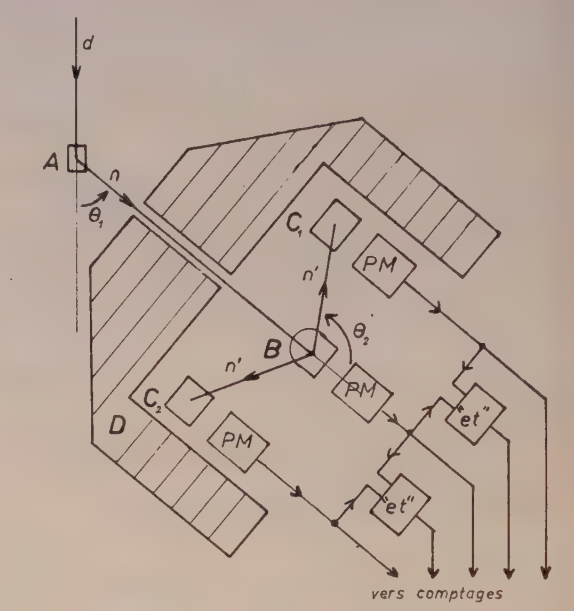


Fig. 1. — Schéma du dispositif expérimental.
A : Cible gazeuse. B : Scintillateur gazeux. C_1, C_2 : Scintillateurs liquides. D : Blindage (paraffine et plomb).

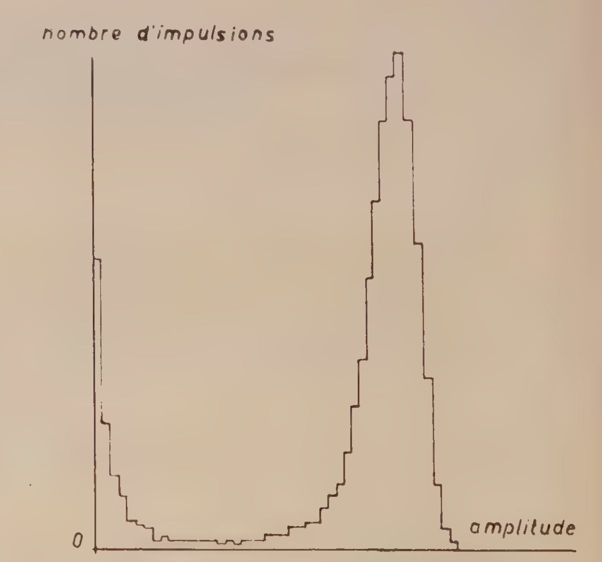


Fig. 2. — Rayonnement α du Po dans le scintillateur à gaz.

pour le rayonnement α du Po est 14 % (*fig.* 2). L'appareil s'est révélé stable durant au moins six mois.

Après diffusion les neutrons sont reçus à droite et à gauche par deux scintillateurs liquides. Les impulsions de ces derniers sont mises en coïncidence

avec celles du scintillateur gazeux. Les deux sélecteurs de coïncidence sont du type « avalanche » [5] ; nous les avons utilisés avec un temps de résolution de $2\tau = 6.10^{-9}$ s.

Mesures. — Pour éliminer les dissymétries systématiques (défauts d'alignement ; efficacité des détecteurs) on fait subir à l'ensemble du polarimètre une rotation périodique de 180° autour de la direction des neutrons incidents.

Par ailleurs, pour tenir compte de l'important fond de neutrons parasites (notamment les neutrons (d, n) sur le Ni de la feuille d'entrée de la cible) on a effectué des mesures croisées avec et sans gaz dans la cible.

Pour chaque position du polarimètre la statistique porte sur 1 000 coïncidences dues à la réaction $D(d, n)^3He$. Les coïncidences dues au fond de neutrons parasites sont 30 à 40 % des coïncidences comptées. Les phénomènes « fortuits » restent de l'ordre de 10 %. Finalement on obtient $\varepsilon = 13{,}4$ % soit, compte tenu des valeurs calculées de k et P_2.

$$P_1 = -16{,}4 \pm 5\ \%.$$

Conclusions. — Ce résultat s'accorde avec ceux de Baicker, Jones [2]. Ces auteurs n'avaient pu faire de mesures pour des énergies de deutons supérieures à 4,5 MeV, à cause de l'importance du fond de neutrons parasites. Nous sommes parvenus à obtenir un résultat pour une énergie de $E_d = 5{,}5$ MeV moyennant quelques sacrifices sur la précision. La seule valeur expérimentale pour une énergie plus élevée ($E_d = 8{,}4$ MeV) est encore moins précise. Toutefois de ces trois travaux, il semble bien que l'on puisse déduire la variation énergétique de la polarisation maximum, celle-ci passant par un maximum vers $E_d = 2$ MeV, puis décroissant lentement pour des énergies croissantes.

Il serait évidemment intéressant de préciser la variation de la polarisation en fonction de l'angle d'émission des neutrons, mais nous avons préféré apporter préalablement quelques améliorations techniques au dispositif expérimental afin de diminuer la durée des mesures.

Nous remercions M. le Pr J. Teillac, Directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire, et exprimons notre reconnaissance à l'équipe du cyclotron pour son aide amicale et dévouée.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Pasma (P. J.), *Nuclear Physics*, 1958, **6**, 141. Meier (R. W.), Scherrer (P.) et Trumpy (G.), *Helv. Phys. Acta*, 1954, **27**, 577. Levintov (I. I.), Miller (A. V.) et Shamshev (V. N.), *Nuclear Physics*, 1957, **3**, 221.
[2] Baicker (J. A.) et Jones (K. W.), *Nuclear Physics*, 1960, **17**, 424. Daehnick (W. W.), *Phys. Rev.*, **115**, 1008.
[3] Blin-Stoyle (R. S.), *Proc. Phys. Soc.*, 1951, A **64**, 700. Fierz (M.), *Helv. Phys. Acta*, 1952, **25**, 629.
[4] Seagrave (J. D.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 1222.
[5] Artiges (J. C.) et Brun (J. C.), *J. Physique Rad.*, supplément n° 2 (février 1961), **22**, 53 A.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961 PAGE 565.

ÉTUDE DE CERTAINES RÉACTIONS (d, γ) DANS LA RÉGION D'EXCITATION DES RÉSONANCES GÉANTES

Par M. SUFFERT, Mme D. MAGNAC-VALETTE et J. YOCCOZ,
Département de Physique Corpusculaire, C. R. N., Strasbourg.

Résumé. — On observe des photons γ d'environ 20 MeV de désexcitation de certains noyaux excité par des deutérons. On a pu ainsi effectuer la mesure des sections efficaces des réactions $^9Be(d, \gamma)^{11}B$, $^{11}B(d, \gamma)^{13}C$, $^{14}N(d, \gamma)^{16}O$ et $^{19}F(d, \gamma)^{21}Ne$ à des énergies de deutérons variant de 1 à 5,6 MeV. On donne une brève description du dispositif expérimental ainsi que les résultats préliminaires des mesures effectuées.

Abstract. — Using direct observation of γ-transitions in nuclei excited at about 20 MeV by deuterons, we have measured the cross-sections of the reactions $^9Be(d, \gamma)^{11}B$, $^{11}B(d, \gamma)^{13}C$, $^{14}N(d, \gamma)^{16}O$ et $^{19}F(d, \gamma)^{21}Ne$ at incident energies varying from 1 to 5.6 MeV. After a short description of the experimental arrangement the first results of the measurements are given.

Introduction. — L'étude des réactions inverses des réactions photonucléaires a été entreprise ces dernières années par un certain nombre d'auteurs et a donné de bons résultats, surtout dans le cas des réactions induites par protons [1], [2]. En particulier, la bonne résolution en énergie du faisceau de

particules permet dans certains cas de mettre en évidence une structure fine.

Peu d'expériences de ce genre ont été réalisées en utilisant des deutérons comme particules incidentes. [3], [4], [5], [6]. Or, les réactions photonucléaires du type (γ, d) sont assez difficiles à mettre en évidence expérimentalement [7], [2] et il nous a paru intéressant d'entreprendre une étude expérimentale des réactions (d, γ) dans le domaine d'énergie de la résonance géante. En effet, en utilisant des énergies de deutérons de 1 à 6 MeV et des noyaux cibles d'éléments légers, on peut atteindre dans plusieurs cas une énergie d'excitation de l'ordre de 20 MeV. Par contre, les sections efficaces sont très faibles et doivent être mesurées dans un bruit de fond intense dû aux réactions de compétition et à la production de neutrons.

Les noyaux cibles étant des noyaux légers, nous avons éliminé les noyaux pair-pair, car ils donnent lieu à des réactions dont le bilan est trop faible. Les noyaux cibles du type $N = Z$ donnent lieu à un noyau final du même type dans lequel en principe, le spin isotopique interdit l'émission dipolaire. Nous avons étudié dans cet ordre d'idées la réaction $^{14}N(d, \gamma)^{16}O$ (Q = 20,73 MeV). Enfin, les noyaux cibles avec A impair donnent lieu à des réactions dont le bilan est souvent suffisant dans notre cas et nous avons étudié les réactions $^{9}Be(d, \gamma)^{11}B$ (Q = 15,82 MeV), $^{11}B(d, \gamma)^{13}C$ (Q = 18,68 MeV) et $^{19}F(d, \gamma)^{21}Ne$ (Q = 17,40 MeV).

Dispositif expérimental. — La difficulté de mesure de la section efficace vient de la nécessité de faire une détermination absolue des différentes quantités qui la déterminent.

Le dispositif expérimental est schématisé dans la figure 1. Nous avons pris les précautions nécessaires afin d'avoir une mesure et une intégration correcte du courant cible. Dans le cas des expériences avec l'azote et le fluor, nous avons utilisé des cibles gazeuses, ce qui est particulièrement avantageux pour la détermination de l'épaisseur de la cible. La pression du gaz était de l'ordre de 1 atm et le trajet du faisceau dans le gaz avait une longueur de 10 mm. Une certaine dispersion en énergie du faisceau de particules n'ayant pas d'importance dans les expériences que nous envisagions, nous avons utilisé des fenêtres d'entrée de tantale (6,35 μ) ou d'or (10 μ).

Le compteur destiné à détecter et analyser les photons énergiques, de l'ordre de 20 MeV, était un cristal cylindrique de INa(Tl) de 10 cm × 10 cm associé par le fabricant à un photomultiplicateur Dumont 6363 (*). L'ensemble donnait une résolution en énergie de 9 % pour des photons de 660 keV. La détection se fait à 90° de la direction du faisceau de deutérons et un diaphragme en plomb disposé entre la cible et le cristal nous a permis d'obtenir une résolution en énergie acceptable pour des photons énergiques [8]. Remarquons

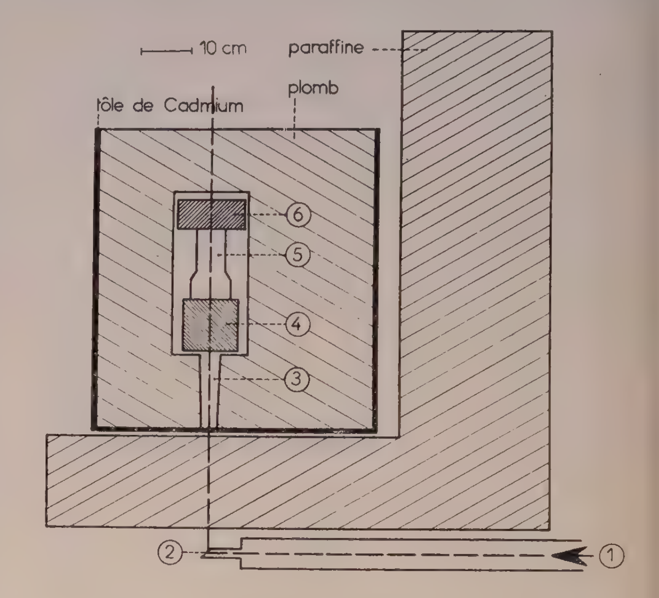


Fig. 1. — Schéma du dispositif expérimental.
1. Faisceau. — 2. Cible. — 3. Diaphragme longueur 15 cm, diamètres 3 et 4 cm. — 4. Cristal NaI(Tl) 4″ × 4″ — 5. PM Dumont 6363. — 6. Préampli.

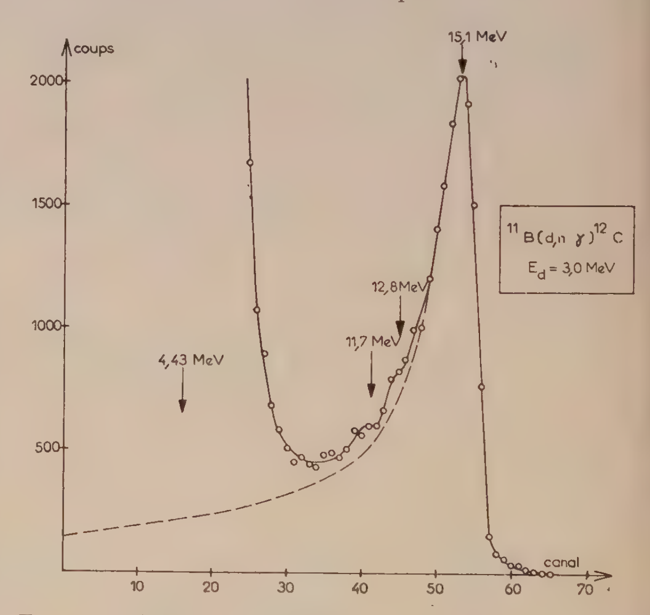


Fig. 2. — Spectre d'impulsions donné par le détecteur pour des photons de 15,1 MeV provenant de la réaction $^{11}B(d, n\gamma)^{12}C$ à Ed = 3 MeV. Les points ○ sont les points expérimentaux obtenus avec le dispositif de la figure 1. La courbe en trait interrompu est la courbe de réponse extrapolée en utilisant les données de [8].

que cette résolution en énergie, qui était au début des expériences de 13,5 % pour un rayonnement γ de 15,1 MeV d'énergie s'est légèrement détériorée et n'est plus que de 15 % actuellement.

La figure 2 montre un spectre d'impulsions obte-

(*) Harshaw Matched Window Assembly.

nu à partir d'un rayonnement γ de 15,1 MeV d'énergie provenant de la réaction $^{11}B(d, n\gamma)^{12}C$.

L'efficacité du compteur a été déterminée en tenant compte de cette forme du spectre et en supposant qu'elle ne varie plus lorsque l'énergie des photons augmente aux environs de 20 MeV [8].

L'électronique qui suit le compteur est classique, à part une modification sur le sélecteur d'amplitude 100 canaux intertechnique qui permet de supprimer le temps mort dû au taux de comptage élevé provenant des photons peu énergiques des réactions de compétition. Ce taux de comptage élevé a pour résultat deux autres phénomènes gênants. Premièrement, il provoque un glissement lent du gain du photomultiplicateur et oblige ainsi l'expérimentateur à procéder à de nombreux contrôles d'étalonnage, et deuxièmement, il favorise l'empilement des petites impulsions qui peuvent ainsi gêner les mesures dans la région intéressante du spectre. L'utilisation d'un sélecteur d'amplitude 256 canaux T. M. C., qui travaille avec des impulsions plus courtes, a permis récemment de réduire partiellement ce dernier phénomène.

Résultats expérimentaux. — *Réaction* $^{14}N(d, \gamma)^{16}O$. — Les résultats sont résumés dans le tableau 1.

TABLEAU 1

Ed (1) MeV	*ΔE* (2) MeV	*E* exc (3) MeV	dσ/dΩ (4) (6) μb/stéradian
—	—	—	—
4,47	0,15	24,63	0,1 (5)
3,38	0,19	23,68	0,1 (5)
2,83	0,21	23,20	0,1 (5)
2,54	0,23	22,95	0,25 ± 0,10
2,26	0,25	22,70	0,50 ± 0,10
2,02	0,26	22,49	0,31 ± 0,10
1,28	0,36	21,85	0,1

(1) *Ed* = Energie des deutérons au centre de la cible gazeuse.
(2) *ΔE* = Perte d'énergie dans la cible d'après [9].
(3) *E* exc = Énergie d'excitation dans ^{16}O correspond à *Ed*.
(4) dσ/dΩ = Section efficace différentielle de la transition γ vers le niveau fondamental du ^{16}O.
(5) Limite supérieure de dσ/dΩ.
(6) Les erreurs indiquées ne comportent pas l'erreur systématique possible sur l'étalonnage absolue.

Il ressort de ces résultats qu'à part la résonance à *Ed* = 2,26 MeV, il n'y a pas de production de transition γ dans ^{16}O avec une section efficace différentielle supérieure à 0,1 μb/sterad, limite de sensibilité actuelle dans ce cas.

Réaction $^{9}Be(d, \gamma)^{11}B$. — Nous avons utilisé deux cibles dont nous avons déterminé l'épaisseur en mesurant la courbe d'excitation de la réaction $^{9}Be(p, \alpha\gamma)^{6}Li$ à *Ep* = 2,6 MeV.

Dans le cas de la réaction $^{9}Be + d$, les réactions de compétition, principalement du type (d, p) et (d, n) produisent des photons d'énergie faible par rapport à l'énergie des photons recherchés. Les empilements sont alors peu gênants et on peut obtenir une bonne discrimination par rapport au bruit de fond dû au rayonnement cosmique. Pour ces expériences, la limite de sensibilité est de l'ordre de 0,05 μb/sterad dans le cas le plus défavorable (*Ed* = 5 MeV) et descend à environ 0,03 μb/sterad à *Ed* = 1,3 MeV.

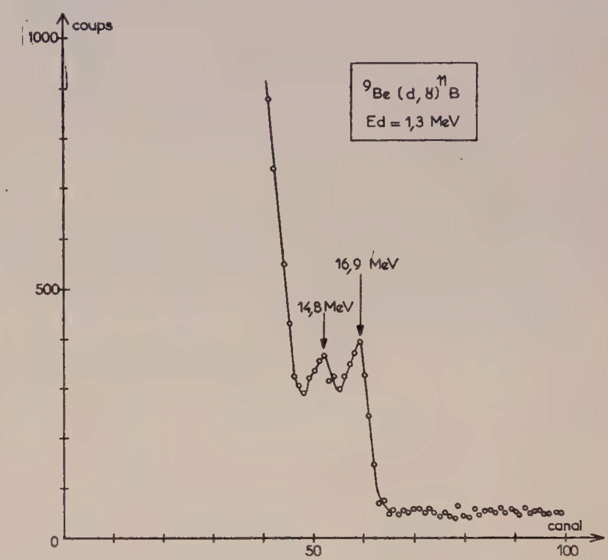


Fig. 3. — Spectre d'impulsions typique obtenu au cours de l'étude de la réaction $^{9}Be(d, \gamma)^{11}B$. A droite, à partir du 65e canal, le bruit de fond cosmique. L'étalonnage est le même que celui de la figure 2.

La figure 3 montre un spectre d'impulsions pris à *Ed* = 1,3 MeV. Deux pics se détachent nettement du bruit de fond cosmique et de la montée des empilements vers les basses énergies et nous attribuons ces deux raies à des transitions vers le niveau

TABLEAU 2

Ed MeV	*ΔE* (1) MeV	*E* exc (2) MeV	dσ/dΩ (3) (4) μb/stéradian	Remarques
—	—	—	—	—
5,6	0,27	20,29	0,22 ± 0,05	cible 1
5,0	0,30	19,79	0,30 ± 0,05	cible 1
4,0	0,35	18,95	0,41 ± 0,05	cible 1
3,0	0,44	18,10	0,56 ± 0,05	cible 1
3,0	0,22	18,19	0,44 ± 0,05	cible 2
2,0	0,31	17,33	0,49 ± 0,04	cible 2
1,3	0,41	17,72	0,62 ± 0,03	cible 2

(1) *ΔE* = Perte d'énergie dans la cible calculée d'après [9].
(2) *E* exc = Énergie d'excitation moyenne dans le ^{11}B.
(3) dσ/dΩ = Section efficace différentielle pour la transition vers le niveau fondamental dans ^{11}B.
(4) Les erreurs indiquées ne comportent pas l'erreur systématique possible sur l'étalonnage absolue, en particulier sur l'épaisseur de la cible.

fondamental et le premier niveau excité du ^{11}B. Cette configuration se retrouve dans tous les spectres pris à différentes énergies incidentes. Les intensités des deux raies sont comparables.

Le tableau 2 donne les résultats expérimentaux concernant la transition vers le niveau fondamental

Réactions ^{11}B(d, γ)^{13}C *et* ^{19}F(d, γ)^{21}Ne. — Dans le cas des réactions avec les cibles de bore 11 (*) et de fluor, les rayonnements gamma provenant des réactions de compétition sont assez énergiques pour que l'empilement des impulsions correspondantes empêchent avec le dispositif actuel une détermination de la section efficace. En particulier, dans le cas de la cible de ^{11}B, on obtient la raie intense de 15,1 MeV de la réaction ^{11}B(d, nγ)^{12}C [10].

(*) Fournie par Harwell.

Mais les indications que nous avons pu obtenir pendant ces expériences, nous font penser que l'étude pourra être reprise avec succès à l'aide d'un dispositif expérimental amélioré, en particulier dans le cas de la réaction ^{19}F + d.

***

Nous remercions vivement M. le Pr P. Cuer pour son aide et ses conseils ainsi que l'équipe du Van de Graaff, dirigée par MM. Letournel et Tessier qui a permis la réalisation de ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Gemmel (D. S.), Morton (A. H.) et Titterton (E. W.), *Nuclear Physics*, 1959, **10**, 33.
[2] Karlsruhe, Photonuclear Conference, août 1960.
[3] Blair (J. M.), Hintz (N. M.) et Van Patter (D. M.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1023.
[4] Sinclair (R. M.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 1082.
[5] Allan (H. R.) et Sarma (N.), *Proc. Phys. Soc.*, 1955, A **68**, 535.
[6] Carver (J. H.) et Jones (G. A.), *Nucl. Physics*, 1959, **11**, 400.
[7] Ring (L. S.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 137.
[8] Kockum (J.) et Starfeld (N.), *Nucl. Physics*, 1959, **4**, 171.
[9] Whaling (W.), *Handb uch der Physik*, 1953, **34**, 202.
[10] Kavanagh (R. W.) et Barnes (C. A.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 503.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 568.

ÉTATS EXCITÉS DE ^{8}Be

Par R. BILWES, B. BOUROTTE et D. MAGNAC-VALETTE,
Département de Physique Corpusculaire, C. R. N., Strasbourg.

Résumé. — On donne un rappel d'une publication antérieure (réf. 6). D'autre part, un nouveau dispositif expérimental est décrit, permettant l'étude de la cassure du ^{8}Be en 2α succédant à sa formation par la réaction ^{7}Li(d, n)^{8}Be. Des résultats préliminaires relatifs au niveau de 16,67 MeV du ^{8}Be sont signalés.

Abstract. — A summary of previous results obtained in our Laboratory is given together with a new study of the 16.67 MeV excited level of ^{8}Be. Preliminary results indicate a 2α de-excitation of this level.

En 1954, Cuer, Jung et Bilwes [1] en étudiant la réaction ^{10}B(d, α)^{8}Be ont cru trouver des niveaux excités du ^{8}Be situés entre 3 et 10 MeV. D'autres auteurs, entr'autres Titterton en 1954 [2], Gibson en 1957 [3] en étudiant la même réaction ainsi que ^{7}Li (d, n)^{8}Be, ^{11}B(p, α)^{8}Be et ^{12}C(γ, α)^{8}Be ont cru trouver ou retrouver des niveaux situés notamment à 5, et 7,5 MeV. Des études théoriques faites à ce sujet ne prévoient pas de niveaux entre 0 et 10 MeV, à part le niveau de 2,9 MeV bien connu.

En 1956, Holland, Inglis, Heydenburg, Jentschke [4], [5] et d'autres, en faisant des calculs de déphasages relatifs à la diffusion (α, α) n'ont donné comme possible que le niveau de 2,9 MeV et éventuellement un niveau large de plusieurs MeV (6,7 MeV) situé à environ 11,7 MeV. Nous avons donc repris l'étude de la réaction ^{10}B(d, α)^{8}Be en utilisant le spectrographe de particules lourdes du C. R. N. de Strasbourg. Quelques courbes ont été données [6]. Ces dernières expériences nous permettent de penser qu'il n'existe que le niveau de 2,9 MeV entre 0 et 8 MeV dans le ^{8}Be.

Nous avons entrepris d'autre part l'étude de niveaux plus élevés de ^{8}Be. Notamment le niveau à 16,67 MeV. Ce niveau a été mis en évidence entr'autres par l'étude de résonance de production de neutrons lents, dans la réaction ^{7}Li(d, n)^{8}Be [7]. Des considérations théoriques permettent de sup-

poser que ce niveau se décompose par la suite en 2α. Différents auteurs ont cherché d'éventuelles raies γ correspondant à ce niveau, sans pourtant en trouver. Nous essayons de détecter les deux particules α de décomposition par une méthode de coïncidences. Le principe en est le suivant.

Deux compteurs (utilisant des scintillants plastiques S. P. F. sans fenêtres) auxquels est adjoint un circuit de coïncidence du type classique rapide-lent sont placés dans une configuration angulaire telle qu'elle corresponde à la configuration cinétique de la réaction au moment de la résonance de production de neutrons lents.

La courbe donnant le rendement de coïncidence en fonction de l'énergie incidente nous permet donc de tirer des conclusions quant à la production de particules α correspondant à ce niveau.

D'autre part, les corrélations angulaires à énergie constante doivent nous donner un maximum de coïncidences au moment où nous atteignons la configuration cinétique correspondant à ce niveau. Ces études sont en cours. Les résultats partiels obtenus jusqu'à présent nous laissent prévoir une décomposition effective de ce niveau en deux particules α.

La figure 1 donne un schéma du premier dispositif expérimental utilisé.

Nous remercions vivement M. le Pr Cuer pour son soutien et ses conseils et l'équipe du Van de Graff dirigée par MM. Letournel et Tessier qui a permis la réalisation de ce travail.

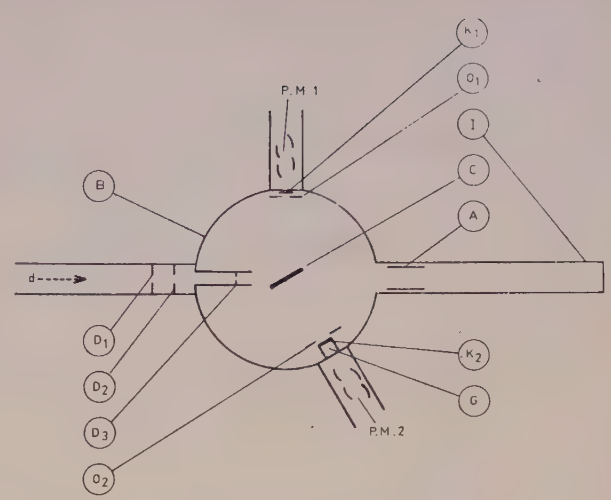


Fig. 1. — *Schéma du dispositif expérimental.*

D1, D2, D3 : Diaphragmes (tantale) d'ouvertures 1 mm/1,2 mm/2 mm.
K1, K2 : Scintillants S. P. F. à 1,5 mm, Ø 25 mm.
PM I, PM II : Photomultiplicateurs 14 étages (R. C. A. 6810 A) (en coïncidence).
O_1 : Diaphragmes Ø 8 mm.
O_2 : Diaphragmes Ø 20 mm.
G : Guide de lumière plexiglass.
C : Cible Li naturel sur formvar légèrement doré porté au potentiel + 90 V.
A : Anneau de garde (— 90 V).
I : Piège de faisceau isolé pour la mesure du courant.
B : Caméra Ø inf : 150 mm vidé par une pompe à diffusion de Hg à 5.10^{-6} mm Hg.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Sur la détermination des états excités du ^{8}Be par la réaction ^{10}B(d α)^{8}Be. Cuer, Jung et Bilwes, *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1405.
[2] Titterton, *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 206.
[3] Gibson, Prowse et Rotblatt, *Proc. Rev. Soc.*, 1957, **243**, 237.
[4] Holland, Inglis, Malm et Mooning, *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 92.
[5] Nilson, Jentschke, Briggs, Kennen et Snyder, *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 850.
[6] Bilwes, Gérardin et Mme Magnac-Valette, *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **251**, 2157.
[7] Slattery, Chapman et Bonner, *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 809.

MESURES DE LA POLARISATION DE PROTONS DIFFUSÉS ÉLASTIQUEMENT SUR ^{12}C AU VOISINAGE DE 5 MeV

Par S. GORODETZKY, J. ULLMAN, G. BERGDOLT et A. GALLMANN,
Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — La polarisation des protons diffusés élastiquement sur ^{12}C à 48° dans le système du laboratoire a été mesuré en utilisant une deuxième diffusion sur ^{12}C comme analyseur. Les résultats sont : polarisations de 0,66 ± 0,03, 1,01 ± 0,04 et 0,70 ± 0,03 aux énergies incidentes de 4,56, 5,01 et 5,49 respectivement. Ces résultats sont en accord avec d'autres mesures.

Abstract. — The polarization of protons elastically scattered from carbon at 48° in the laboratory system has been measured by using a second scattering from carbon as an analyzer. The results show polarization of 0.66 ± 0.03, 1.01 ± 0.04 and 0.70 ± 0.03 at incident energies of 4.56, 5.01 and 5.49 MeV respectively. These results are in agreement with other measurements.

I. **Introduction.** — La mesure de la polarisation des protons émis dans des réactions permet d'obtenir des informations de spectroscopie nucléaire et permet de préciser les mécanismes de réaction. En ce qui concerne les mesures de polarisation, une réaction nucléaire peut jouer deux rôles différents :

a) Un rôle de polariseur ; un faisceau incident non polarisé conduit à l'émission de particules polarisées.

b) Un rôle d'analyseur ; un faisceau incident polarisé produit une anisotropie azimutale dans la distribution des particules émises.

Dans le cas d'une double diffusion on démontre que ces deux rôles possibles peuvent être caractérisés par la même fonction $P(E, \theta)$ de l'énergie E et de l'angle θ. Partant d'un faisceau non polarisé, la première interaction est l'interaction de polarisation, la deuxième l'interaction d'analyse. La quantité directement déterminée est l'asymétrie définie par

$$A = \frac{N(D) - N(G)}{N(D) + N(G)}$$

où $N(D)$ est le nombre de particules comptées par le compteur de droite et $N(G)$ celui par le compteur de gauche dans une configuration géométrique où les deux diffusions sont coplanaires ; droite et gauche sont pris par rapport au faisceau une fois diffusé. On démontre que $A = P_1(E_1\, \theta_1)\, P_2(E_2\, \theta_2)$ où P_1 est la polarisation dans la première interaction et P_2 celle dans la deuxième.

Dans notre travail, nous avons pris pour les deux interactions la diffusion élastique de protons sur ^{12}C. Dans ce cas, E_2, énergie dans la deuxième diffusion, est nécessairement inférieure à E_1, énergie dans la première diffusion, à cause de la perte d'énergie due au recul du noyau et de celle due au freinage dans la première cible.

Ainsi une mesure d'asymétrie ne permet d'obtenir que le produit de deux polarisations. Pour obtenir des valeurs absolues de la polarisation, il faut faire au moins trois mesures d'asymétrie de la façon suivante, par exemple :

Si A_{12} est l'asymétrie mesurée quand la première diffusion se fait à une énergie E_1, et la deuxième à une énergie E_2, on a

$$A_{12} = P(E_1)\, P(E_2)$$

Si maintenant la première diffusion se fait à l'énergie E_2, la deuxième se fera à l'énergie E_3 et on aura :

$$A_{23} = P(E_2)\, P(E_3)$$

Dans une troisième mesure, on prend comme énergie des protons incidents la valeur E_1. En plaçant entre les deux cibles un absorbant d'épaisseur convenable, on peut s'arranger pour que la deuxième diffusion ait lieu à l'énergie E_2 (l'absorbant ne change pas sensiblement la polarisation). On obtient cette fois-ci :

$$A_{13} = P(E_2)\, P(E_3)$$

On a ainsi trois équations et trois inconnues et on peut trouver les trois polarisations en fonction des trois asymétries.

II. **Dispositif.** — Le schéma du dispositif expérimental est montré par la figure 1. Les protons du faisceau sont diffusés à 48° vers le polarimètre. Dans le polarimètre, ils sont diffusés à 48° à droite et à gauche par une deuxième cible de ^{12}C vers deux compteurs à scintillations (plastiques NE 102, d'une épaisseur égale au parcours des protons). Un compteur à jonction situé derrière la deuxième cible sert de moniteur pour les protons diffusés par la première cible.

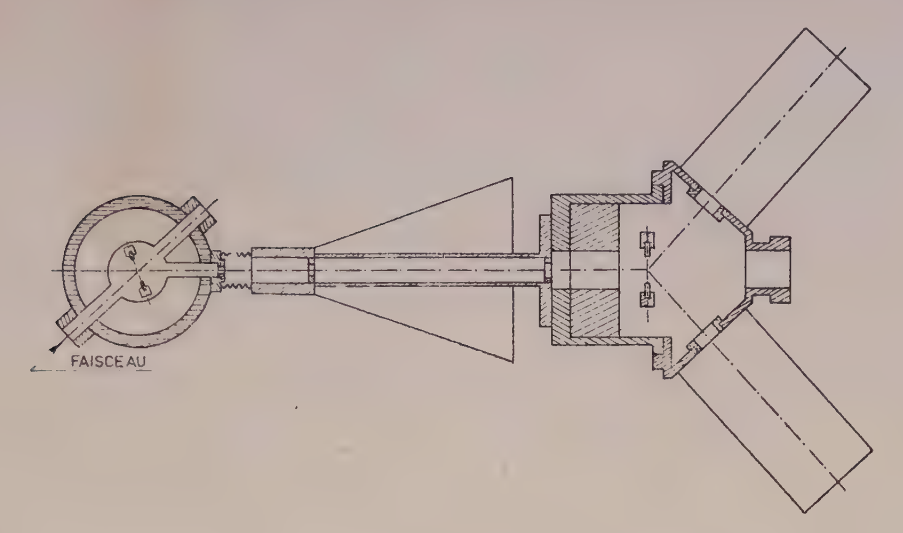


Fig. 1. — Polarimètre à double diffusion.

III. **Méthode.** — Les impulsions fournies par le compteur de droite sont enregistrées dans les premiers 128 canaux d'un analyseur à 256 canaux, celles du compteur gauche par les derniers 128 canaux.

Le spectre d'impulsions montre un pic assez bien séparé du bruit de fond à l'endroit prévu pour les protons deux fois diffusés (*fig.* 2).

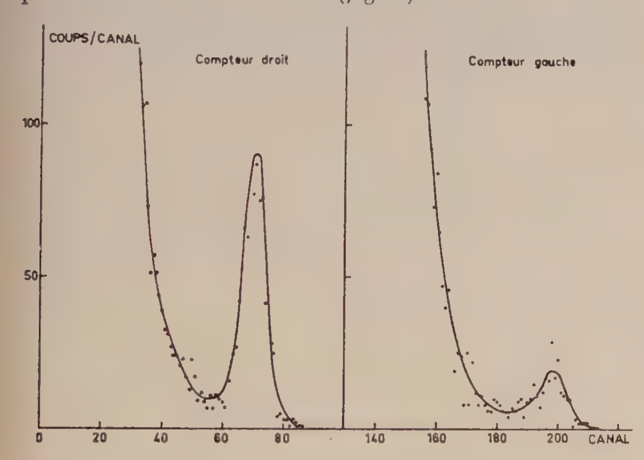


Fig. 2. — Double diffusion sur ^{12}C
$\theta = 48^\circ$ $E_0 = 5{,}1$ MeV.

Le nombre d'impulsions dans les pics fourni par le compteur de droite et celui de gauche permet de déterminer l'asymétrie.

Il faut évidemment tenir compte des asymétries qui sont propres au polarimètre, les principales étant dues à :

1) La différence entre l'angle solide des deux compteurs. Cette asymétrie est éliminée en intervertissant les deux compteurs par une rotation de 180° autour de l'axe du polarimètre.

2) La non-uniformité de la deuxième cible. On élimine cette asymétrie par une rotation de la deuxième cible, rotation intervertissant le côté droit et gauche.

3) Un alignement incorrect entre l'axe de rotation des compteurs et l'axe du faisceau des protons une fois diffusés qui fait que l'angle θ de la deuxième diffusion est différent pour le compteur de droite et celui de gauche.

L'asymétrie dans ce dernier cas est due à la variation de la section efficace avec l'angle θ. Elle peut être déterminée expérimentalement par la mesure de l'asymétrie obtenue par la diffusion de protons non polarisés. Nous l'avons fait en utilisant une cible d'or comme premier diffuseur. En effet, la diffusion de protons sur de l'or à 5 MeV est presque tout à fait coulombienne et la polarisation est négligeable. A une énergie de protons incidents de 5,6 MeV, nous avons obtenu une asymétrie de $(2{,}3 \pm 1{,}2)$ %, dont nous avons tenu compte pour corriger les mesures de polarisation.

Il y a encore une asymétrie qui n'est pas mise en évidence correctement par une première diffusion sur l'or. Il s'agit de la variation de section efficace de la première diffusion sur l'intervalle angulaire accepté par le polarimètre, ce qui augmente le taux de comptage du compteur du côté où la section efficace est plus forte. Cet effet est calculable, et reste inférieur à 1 % pour notre dispositif.

IV. **Résultats.** — Nous avons mesuré la polarisation de protons diffusés sur des cibles de carbone à trois énergies différentes par la méthode indiquée plus haut. Les énergies moyennes pour les trois diffusions étaient 5,49, 5,01 et 4,56 MeV et les polarisations correspondantes : $0{,}70 \pm 0{,}03$, $1{,}01 \pm 0{,}04$ et $0{,}66 \pm 0{,}03$.

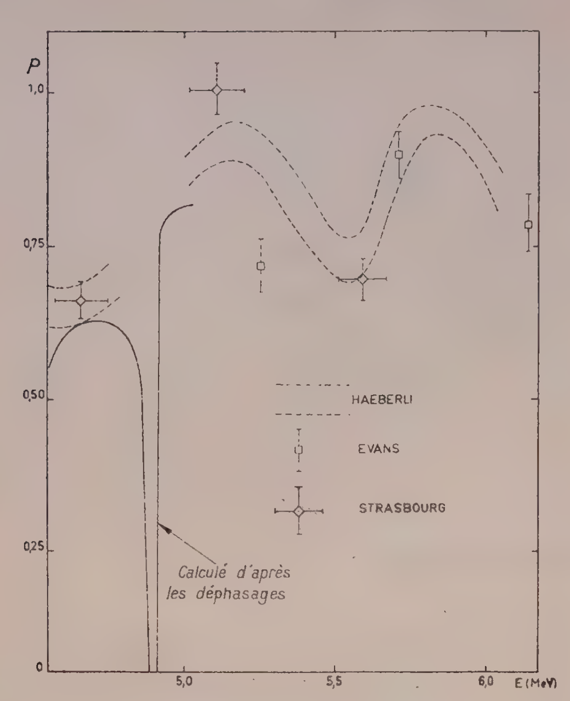


FIG. 3. — Polarisation de protons diffusés élastiquement par ^{12}C.

Nos résultats sont portés sur la figure 3 avec ceux obtenus par d'autres auteurs. La courbe en plein montre la polarisation calculée à partir des déphasages tirés de mesures de la fonction d'excitation par Tombrello, Barloutaud et Phillips [1]. Les changements brusques vers 4,8 MeV proviennent d'une résonance à cette énergie. Les courbes en pointillées montrent les limites d'erreur des mesures d'Haeberli [2] faites à 50° avec un polarimètre à diffusion sur ^{4}He. Ces mesures ne sont pas self-consistantes, dans ce sens que la polarisation, due à la diffusion sur ^{4}He, n'est pas mesurée directement mais calculée à partir des déphasages tirés des mesures de courbes d'excitation. Les résultats d'Evans à 50° [3] ont été obtenus avec un polarimètre à diffusion sur ^{12}C analogue au nôtre. Ses résultats ainsi que les nôtres se tiennent par eux-mêmes étant donné qu'ils ne font appel à aucun calcul et aucun résultat extérieur.

Le but de ce travail était 1° de vérifier le fonctionnement du polarimètre et 2° d'obtenir des mesures absolues de la polarisation des protons diffusés sur ^{12}C dans notre domaine d'énergie et aux angles définis par notre dispositif. Ces résultats doivent permettre l'utilisation ultérieure du ^{12}C soit comme polariseur soit comme analyseur. Par exemple, dans l'utilisation comme polariseur, les données expérimentales nous permettent de calculer que l'on peut obtenir avec une cible de 10 mg/cm² et à une énergie incidente de 5,7 MeV un rendement de $3,2 . 10^{8}$ protons polarisés à 85 % par stéradian et par μC de faisceau incident, ces protons polarisés ayant une énergie de 4,6 MeV.

Nous tenons à remercier vivement le Dr J. E. Evans de A. E. R. E. — Harwell pour les conseils précieux qu'il a bien voulu nous donner lors de son séjour dans notre laboratoire.

BIBLIOGRAPHIE

[1] TOMBRELLO (T. A.), BARLOUTAUD (R.) et PHILLIPS (G. C.), *Phys. Rev.*, 1960, **119**, 761.
[2] Communication privée par J. E. EVANS.
[3] EVANS (J. E.), Proceedings of the International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Bâle, 1960, p. 239.

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE PROTONS ET CORRÉLATION ANGULAIRE p-γ DANS LA RÉACTION $^{11}B(d, p)^{12}B$

Par S. GORODETZKY, A. GALLMANN, P. FINTZ et G. BASSOMPIERRE,
Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — La mesure à $E_d = 5{,}5$ MeV de la distribution angulaire des protons allant respectivement au niveau fondamental, aux premier et deuxième niveaux excités de ^{12}B dans la réaction $^{11}B(d, p)^{12}B$ confirme les valeurs $l_n = 1$, 1 et 0 trouvées par d'autres auteurs. Les parités de ces niveaux sont donc respectivement +, + et —.

L'analyse de la corrélation angulaire p-γ, dans le plan d-p par le premier niveau excité (0,95 MeV) de ^{12}B, permet d'exclure la valeur $J = 0$ pour le moment angulaire de ce niveau. Les seules possibilités sont soit $J = 1^+$ ou 2^+ avec mélange de multipolarité pour le rayonnement γ de 0,95 MeV, soit $J = 3^+$ (E_2 pur).

Abstract. — Measurement at $E_d = 5.5$ MeV of the angular distribution of protons from the reaction $^{11}B(d, p)^{12}B$ going respectively to the ground state and the first and second excited states confirms the values $l_n = 1$, 1 and 0 found by other authors. The parities of these levels are therefore respectively +, + and —.

Analysis of the p-γ angular correlation in the d-p plane ior the first excited level (0.95 MeV) of ^{12}B allows the exclusion of the value $J = 0$ for the angular momentum of this level. The only possibilities are $J = 1^+$ or 2^+ with a mixture of multipolarities for the 0.95 MeV gamma transition, or $J = 3^+$ with pure E_2 radiation.

I. **Introduction.** — La spectrographie des protons dans la réaction $^{11}B(d, p)^{12}B$ a été étudiée par différents auteurs [1], [2], [3]. Les groupes de protons allant au niveau fondamental ainsi qu'aux niveaux excités de 0,95 et 1,67 MeV de ^{12}B sont à présent bien connus. Holt et Marsham [3] ont, entre autres, mesuré les distributions angulaires de ces trois groupes en utilisant des deutérons de 8 MeV. L'application de la théorie du stripping à la détermination du moment angulaire orbital du neutron capturé leur permet d'attribuer respectivement les valeurs $l_n = 1$, 1 et 0 pour ces trois niveaux de ^{12}B. Les parités et les limites des moments angulaires peuvent ainsi être déduites : $0^+ \leqslant J \leqslant 3^+$ pour le niveau fondamental et le niveau excité de 0,95 MeV et $J = 1^-$ ou 2^- pour le niveau de 1,67 MeV. Une distribution angulaire du rayonnement γ de 0,95 MeV a été étudiée d'autre part dans la réaction $^{11}B(d, p)^{12}B$ à une énergie de bombardement de 0,8 MeV [4]. Elle conduit à exclure la valeur 0^+ pour le moment angulaire et la parité du niveau de 0,95 MeV de ^{12}B.

Étant donné que peu d'informations sont connues sur ce noyau impair-impair de spin isotopique $T = 1$, nous avons pensé qu'il serait intéressant de reprendre son étude par la même réaction $^{11}B(d, p)^{12}B$. Des distributions angulaires de protons aboutissant au niveau fondamental ainsi qu'aux deux premiers niveaux excités de ^{12}B ont été mesurées mais à une énergie différente de celle du seul travail précédemment rapporté [3]. D'autre part, en vue de préciser la valeur du moment angulaire du niveau de 0,95 MeV, nous avons entrepris d'étudier la corrélation angulaire p-γ passant par ce niveau.

L'énergie de bombardement de 5,5 MeV des deutérons a été fournie par l'accélérateur Van de Graaff du C. R. N. Après plusieurs essais avec diverses cibles de bore et divers supports, nous avons finalement utilisé une cible de bore naturel faisant approximativement 500 $\mu g/cm^2$ sur support d'or de 200 $\mu g/cm^2$. Les circuits électroniques étaient analogues à ceux déjà décrits précédemment [5] ; en particulier le circuit de coïncidences du type lent-rapide avait un temps de résolution $2\tau = 8.10^{-9}$ sec. Pour détecter les protons, nous avons utilisé un scintillateur plastique type NE 102, de 0,8 mm d'épaisseur et 10 mm de diamètre que nous avons monté directement avec de la graisse de silicone sur un photomultiplicateur RCA 6342 A. Les rayonnements γ ont été détectés à l'aide d'un cristal de NaI(Tl) de 2″ × 2″ monté sur un photomultiplicateur identique au précédent.

II. **Résultats et interprétation.** — Les distributions angulaires ont été mesurées de 10° à 150° pour le groupe de protons aboutissant au niveau fondamental et de 10° à 90° pour les protons allant aux deux premiers niveaux excités. Dans les deux derniers cas, nous ne pouvions éviter au delà de 90° que les deutérons diffusés sur le support d'or

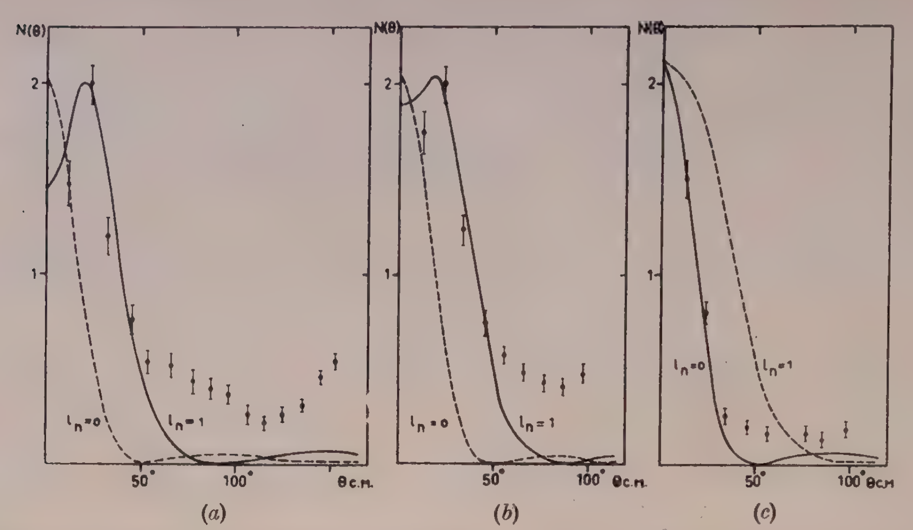


Fig. 1. — Distributions angulaires des protons de la réaction $^{11}B(dp)^{12}B$, E_d = 5,5 MeV. Courbes théoriques de Butter : $r_0 = 4{,}5 . 10^{-13}$ cm.
a) Niveau fondamental *b*) Niveau de 0,95 MeV *c*) Niveau de 1,67 MeV.

viennent se placer dans la région des pics de protons. Les résultats de nos mesures sont donnés par la figure 1. Nous les avons interprétés par la théorie simplifiée du stripping de Butler [6]. L'analyse conduit à attribuer les valeurs $l_n = 1$ au moment angulaire orbital du neutron capturé relatif au niveau fondamental ainsi qu'au niveau de 0,95 MeV et $l_n = 0$ à celui relatif au niveau de 1,67 MeV. Les courbes théoriques des distributions angulaires ont été calculées en utilisant comme rayon d'interaction $r_0 = 4{,}5 . 10^{-13}$ cm. Dans le cas de la figure 1(*c*), il ne nous a pas été possible de faire correspondre la courbe théorique $l_n = 1$ avec les points expérimentaux même en utilisant un autre rayon d'interaction. Nous confirmons ainsi que le niveau fondamental ainsi que le niveau de 0,95 MeV de ^{12}B sont de parité positive et ont comme moment angulaire $J \leqslant 3$ et que le niveau de 1,67 MeV est de parité négative et a comme moment angulaire $J = 1$ ou 2.

Pour l'étude de la corrélation angulaire p-γ, par le niveau de 0,95 MeV, dans le plan d-p, nous avons placé le détecteur protons au maximum de la distribution angulaire, c'est-à-dire à $\theta_p = 20°$ — figure 1(*b*) —. La méthode des moindres carrés [7] appliquée à nos points expérimentaux (*fig.* 2) donne l'expression suivante pour la corrélation angulaire

$$W(\theta) = 1 + (0{,}35 \pm 0{,}07)\ P_2\ (\cos\theta).$$

L'atténuation due aux corrections géométriques, ainsi que les erreurs sur la définition des angles et sur l'ouverture angulaire du faisceau sont très faibles et négligeables vis-à-vis des erreurs statistiques. Ainsi n'en avons nous pas tenu compte.

Nous avons appliqué la théorie des corrélations angulaires de stripping [8] pour extraire des données expérimentales les différentes valeurs possibles du moment angulaire de ce niveau. La corrélation angulaire expérimentale n'étant pas isotrope, les seules valeurs possibles pour ce moment angulaire sont 1, 2 ou 3.

Pour les valeurs $J = 1^+$ et 2^+, le rayonnement γ de 0,95 MeV peut être un mélange de rayonnement M_1 (amplitude 1) et E_2 (amplitude δ). Si

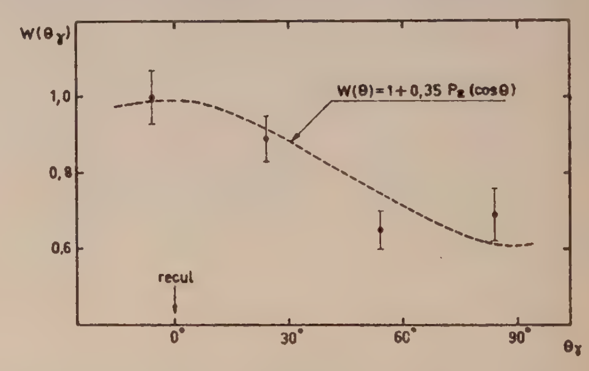


Fig. 2. — Corrélation angulaire p-γ dans le plan d-p pour le niveau de 0,95 MeV, à E_d = 5,5 MeV.

on suppose que le moment angulaire total du neutron capturé est $j_n = 1/2$ aucune valeur de δ n'est compatible avec l'expérience. Pour $j_n = 3/2$ et $J = 1^+$ les seules valeurs théoriques en accord avec l'expérience sont :

$$0{,}40 \leqslant \delta \leqslant 0{,}64 \ \text{et}\ 1{,}56 \leqslant \delta \leqslant 2{,}48 ;$$

et si $J = 2^+$, aucune valeur de δ ne convient.

Enfin si l'on considère que, pour le neutron capturé, il y a un mélange d'onde $p_{1/2}$ (amplitude 1) et d'onde $p_{3/2}$ (amplitude t), et que l'on suppose un rayonnement γ pur, aucune valeur de t ne convient dans le cas $J = 1^+$ alors que dans le cas

$J = 2^+$ et pour un rayonnement M_1 pur, t doit répondre à l'inégalité suivante

$$-2 \leqslant t \leqslant -0{,}5.$$

Pour la valeur $J = 3^+$, la transition γ de 0,95 MeV se fait par un rayonnement pur E_2. La seule valeur possible pour le moment angulaire total du neutron capturé est dans ce cas $j_n = 3/2$.

La corrélation angulaire théorique se met sous la forme : $W(\theta) = 1 + 0{,}343\ P_2\ (\cos\ \theta)$ et peut expliquer le résultat expérimental.

Du point de vue théorique, le niveau de 0,95 MeV de ^{12}B peut s'apparenter au niveau de 16,10 MeV de ^{12}C et son moment angulaire serait ainsi en faveur d'une valeur $J = 2^+$ [9], [10].

BIBLIOGRAPHIE

[1] BUECHNER (W. W.), VAN PATTER (D. M.), STRAIT (E. N.) et SPERDUTO (A.), *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 262.
[2] ELKIND (Mortimer M.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 127.
[3] HOLT (J. R.) et MARSHAM (T. N.), *Proc. Phys. Soc.*, 1953, A **66**, 1032.
[4] KONDAIAH (E.) et BADRINATHAN (C.), *Nucl. Physics*, 1960, **15**, 254.
[5] GORODETZKY (S.), CROISSIAUX (M.), GALLMANN (A.), FINTZ (P.), SAMUEL (J.) et BASSOMPIERRE (G.), *Nucl. Physics*, 1960, **18**, 286.
[6] BUTLER (S. T.), *Proc. Roy. Soc.*, London, 1951, **208** A, 559.
[7] ROSE (M. E.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 610.
[8] SATCHLER (G. R.), *Proc. Phys. Soc.*, 1953, A **66**, 1081.
[9] INGLIS (D. R.), *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 390.
[10] KURATH (D.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 216.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 575.

SPECTROGRAPHIE DES PROTONS DANS LA RÉACTION ^{12}C(d, p)^{13}C ET ÉTUDE DES NIVEAUX DE 5,51 ET 6,10 MeV DE ^{13}C

Par S. GORODETZKY, A. GALLMANN, P. FINTZ et G. BASSOMPIERRE,
Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — Nous avons, à l'aide d'un spectrographe magnétique à large bande, analysé les protons de la réaction ^{12}C(d, p)^{13}C à $E_d = 5{,}5$ MeV. Aucun groupe de protons d'intensité supérieure à 0,5 % de l'intensité du groupe de protons allant au niveau de 3,85 MeV de ^{13}C n'apparaît aux endroits des niveaux de 5,51 et 6,10 MeV de ^{13}C prévus par d'autres auteurs.

Abstract. — We have analyzed the protons from the reaction ^{12}C(d, p)^{13}C at $E_d = 5.5$ MeV with a broad-range magnetic spectrograph. No group of protons with intensity greater than 0.5 % of the intensity of the group of protons corresponding to the 3.85 MeV level in ^{13}C appeared in the positions of the 5.51 and 6.10 MeV levels of ^{13}C expected by other authors.

I. Introduction. — Par l'étude de la réaction ^{11}B(^{3}He, p)^{13}C, Moak et ses collaborateurs [1] trouvent, entre autres, deux groupes faibles de protons qu'ils attribuent à deux niveaux du carbone 13 se situant à $5{,}51 \pm 0{,}05$ et $6{,}10 \pm 0{,}05$ MeV respectivement, non reportés précédemment, en particulier par Green et Middleton [2] qui ont examiné par une analyse magnétique le spectre des protons de la réaction ^{12}C(d, p)^{13}C. D'autres auteurs, [3], [4] étudiant la même réaction ^{11}B(^{3}He, p)^{13}C, n'ont pas mis en évidence l'existence de ces deux niveaux. De même la mesure de la section efficace totale de neutrons sur le carbone [5] ne confirme pas non plus ces niveaux.

En vue d'apporter plus d'informations concernant l'existence de ces niveaux, nous avons décidé de réétudier la spectrographie des protons dans la réaction ^{12}C(d, p)^{13}C à l'aide d'un spectrographe magnétique à large bande. Les spectres ont été enregistrés, d'une part à 90° par rapport à la direction du faisceau de deutérons incidents, et d'autre part à 20°.

Nous avons utilisé des cibles de formvar ainsi que des cibles de carbone sans support préparées à partir d'une suspension colloïdale de graphite dans de l'alcool (alcool-Dag). Elles avaient des épaisseurs de 10 à 20 μg/cm^2. Le faisceau de deutérons de 5,5 MeV était fourni par l'accélérateur Van de Graaff du C. R. N. et avait une intensité de 5/100 de μA.

II. Résultats et discussion. — Dans un travail préliminaire, nous avons étudié, à 90°, les quatre premiers niveaux bien connus de ^{13}C. Nous avons ainsi pu déterminer la résolution en énergie qui allait de 800 à 400 lorsqu'on passait du groupe de

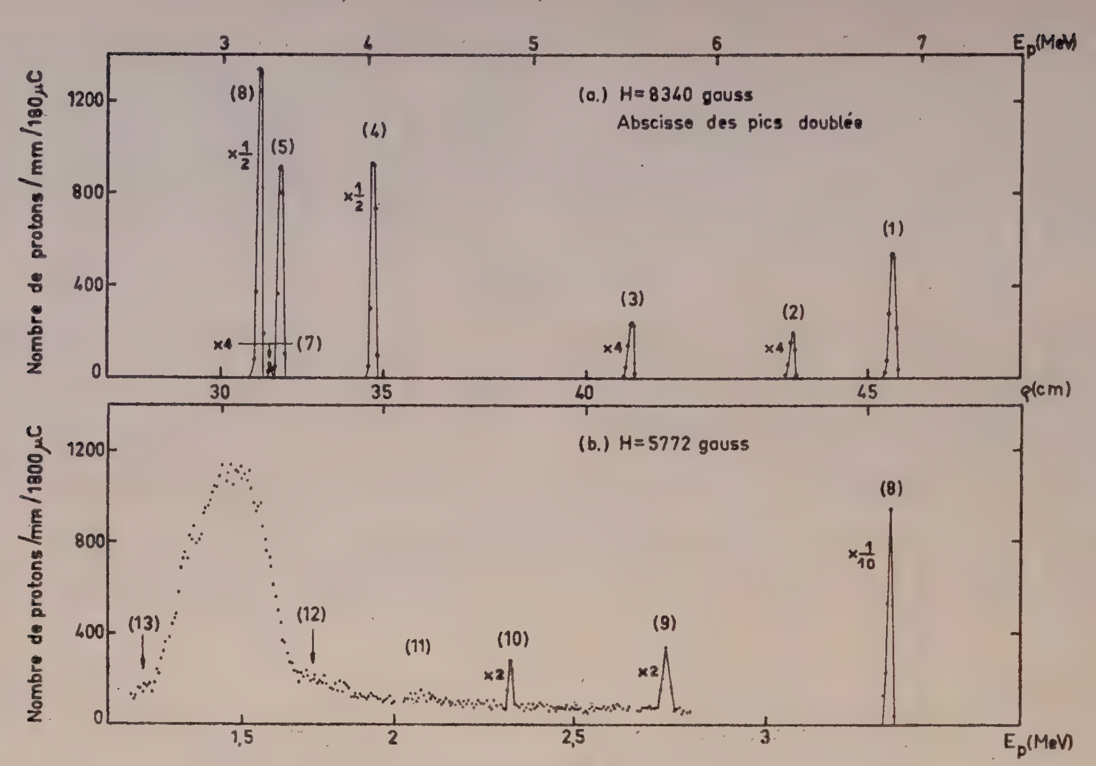


Fig. 1. — Spectrographie des protons émis à 90° d'une cible d'alcool-dag bombardée avec des deutérons de 5,489 MeV.

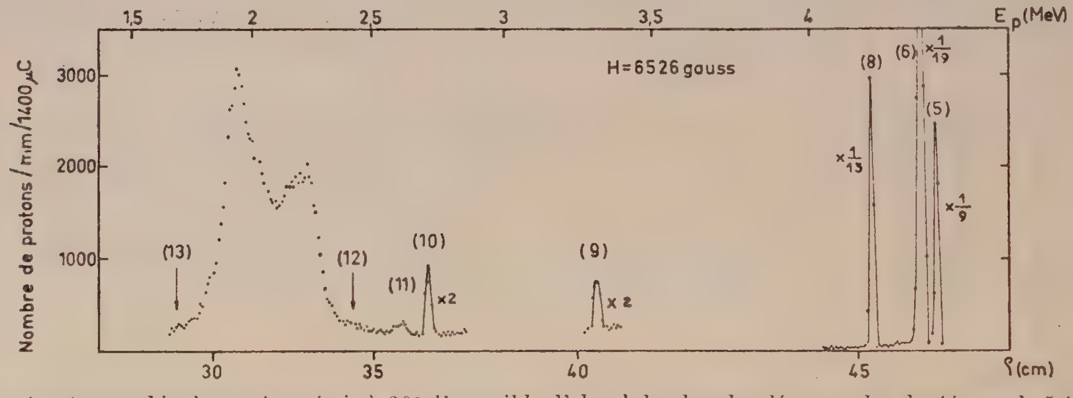


Fig. 2. — Spectrographie des protons émis à 20° d'une cible d'alcool-dag bombardée avec des deutérons de 5,489 MeV.

protons allant au niveau fondamental à celui allant au niveau de 3,85 MeV. Des spectres obtenus nous avons déduit l'intensité relative de ces quatre pics de protons. En prenant l'unité comme intensité du niveau fondamental, nous avons obtenu respectivement 1,8, 1,1 et 3,3 pour les niveaux de 3,09, 3,68 et 3,85 MeV.

La figure 1(a), dans laquelle ρ désigne le rayon de courbure de la trajectoire des protons, représente le spectre obtenu, le champ magnétique H étant de 8 340 gauss. Ces quatre pics de protons ont servi au calibrage du spectrographe dans notre réaction. En particulier, nous remarquons sur la figure trois pics de protons dus à des contaminants ; ils ont été identifiés comme étant des groupes de protons aboutissant au niveau fondamental et aux niveaux de 0,87 et 3,06 MeV de ^{17}O. Le champ magnétique a ensuite été modifié de telle façon que le spectrographe analyse simultanément les protons qui correspondraient aux niveaux de 5,51 et 6,10 MeV. La figure 1(b) représente le spectre avec $H = 5\,772$ gauss. Le niveau de 3,85 MeV de ^{13}C ainsi que les niveaux de 3,85 et 4,55 MeV de ^{17}O ont été trouvés à leur emplacement calculé. La diffusion des protons moléculaires apparaît sous forme d'un petit pic. Les positions calculées des groupes de protons relatifs aux deux niveaux de 5,51 et 6,10 MeV sont indiquées par des flèches.

La même expérience a ensuite été reprise à 20°. La figure 2 reproduit le spectre de protons pour un

champ magnétique H de 6 526 gauss. Les pics correspondant aux niveaux de 3,68 et 3,85 MeV de ^{13}C ainsi qu'un pic intense provenant des protons de la réaction H(d, p)D sont reportés. Là encore les flèches indiquent les positions des protons relatifs aux niveaux de 5,51 et de 6,10 MeV de ^{13}C.

Aussi bien à 90° qu'à 20° il apparaît des pics larges dans la région étudiée, pics pouvant provenir de contaminants. La présence de protons allant au niveau fondamental et aux premiers niveaux excité de ^{17}O par la réaction $^{16}O(d, p)^{17}O$ a été mise en évidence. Les positions des groupes de protons allant respectivement aux niveaux de 5,08 (largeur 90 keV), 5,52 (largeur < 8 keV) et 5,38 MeV (largeur 31 keV) [6] de ^{17}O pourraient expliquer ces pics larges. Cependant, dans le but de connaître la concentration d'oxygène 16 dans les cibles que nous avons préparées à partir de l'alcool-Dag, une cible de formvar a été bombardée dans les mêmes conditions que précédemment. Si ces pics larges étaient dûs uniquement à de l'oxygène, leur intensité par rapport à celle des pics du carbone devrait être beaucoup plus forte pour la cible de formvar. Expérimentalement, elles sont du même ordre de grandeur, quelque soit la cible. Il semble donc que d'autres impuretés soient la cause de ces pics larges de protons.

Malgré ces légères difficultés, nous avons tenté de donner une limite supérieure aux intensités des deux niveaux de 5,51 et 6,10 MeV. Pour cela, nous avons construit artificiellement un pic de largeur donnée en évaluant le nombre minimum de protons nécessaires pour faire apparaître ce pic, aux endroits où les deux niveaux sont attendus, après superposition au spectre réel. Les résultats, à notre énergie et dans nos conditions de travail, sont les suivants : en supposant arbitrairement une largeur de niveau de 50 keV, il faudrait, pour que les pics de protons relatifs aux niveaux de 5,51 et 6,10 MeV apparaissent, que leurs intensités soient au moins égales à 0,5 % de l'intensité du pic de protons relatif au niveau de 3,85 MeV de ^{13}C. De l'étude de la section efficace totale de neutrons sur le carbone [5], il ressort que ces niveaux, s'ils existent, sont très étroits. Notre limite de 0,5 % pour une largeur de niveau de 50 keV apparaît comme étant une valeur maximale.

En conclusion, ces niveaux n'apparaissent pas dans la réaction $^{12}C(d, p)^{13}C$ et s'ils existent, ils sont certainement de faible intensité.

Du point de vue théorique, le modèle en couche [7] prévoit un niveau de moment angulaire $J = 5/2^{-}$ dans les noyaux de masse 13 et dont l'énergie d'excitation serait située entre 4 et 5 MeV. D'autre part, dans un article récent, Kurath et Lawson [8] ne président aucun niveau de parité positive situé dans la région de 4 à 6 MeV pour ces mêmes noyaux. Notons enfin que pour les niveaux de 5,51 et 6,10 MeV de ^{13}C, aucun niveau miroir n'a jusqu'à ce jour été détecté dans ^{13}N.

Ensemble des groupes de protons reportés dans les figures

N° des groupes de protons reportés	Niveaux correspondants	N° des groupes de protons reportés	Niveaux correspondants
(1)	^{13}C (fond)	(8)	^{13}C (3,85)
(2)	^{17}O (fond)	(9)	^{17}O (3,85)
(3)	^{17}O (0,87)	(10)	diffusion des protons moléculaires sur ^{12}C
(4)	^{13}C (3,09)		
(5)	^{13}C (3,68)	(11)	^{17}O (4,56)
(6)	H(d, p)D	(12)	^{13}C (5,51)
(7)	^{17}O (3,06)	(13)	^{13}C (6,10)

BIBLIOGRAPHIE

[1] Moak (C. D.), Galonsky (A.), Traughber (R. L.) et Jones (C. M.), *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 1369.
[2] Green (T. S.) et Middleton (R.), *Proc. Phys. Soc.*, 1956, A **69**, 28.
[3] Holmgren (H. D.), Wolicki (E. A.) et Johnston (R. L.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 1281.
[4] Young (T. E.), Phillips (G. C.), Spencer (R. R.) et Rao (D. A. A. S. N.), *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 962.
[5] Huddleston (C. M.), Lane (R. O.), Lee (L. L., Jr.) et Mooring (F. P.), *Phys. Rev.*, 1960, **117**, 1055.
[6] Ajzenberg-Selove (F.) et Lauritsen (T.), *Nucl. Physics*, 1959, **11**, 1.
[7] Kurath (D.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 216.
[8] Kurath (D.) et Lawson (R. D.), *Nucl. Physics*, 1961, **23**, 5.

ÉTUDE DES TRANSITIONS DE LA RÉACTION $^{12}C(d, p)^{13}C$ A L'AIDE D'UN SPECTROMÈTRE A PAIRES INTERNES

Par S. GORODETZKY, G. FRICK et A. GALLMANN,
Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — Un spectromètre d'électrons à focalisation intermédiaire a été transformé en spectromètre à paires internes. Le fonctionnement a été vérifié pour la raie monopolaire de ^{16}O.
Nous avons ensuite mesuré l'énergie des transitions vers le niveau fondamental des trois premiers niveaux excités de ^{13}C. La réaction $^{12}C(d, p)^{13}C$ nous a permis d'atteindre les trois niveaux en question 3,09, 3,68 et 3,86 MeV.

Abstract. — An intermediate-focusing electron spectrometer has been converted into an internal pair spectrometer. Its operation has been tested using the monopolar transition of ^{16}O.
We have subsequently measured the energy of the transitions to the ground level from the three first excited states of ^{13}C. The three excited levels in question, 3.09, 3.68 and 3.86 MeV, were reached by the reaction $^{12}C(d, p)^{13}C$.

Un spectromètre d'électrons à focalisation intermédiaire du type Siegbahn-Slätis a été transformé en spectromètre à paires internes. Pour ces modifications nous avons utilisé les procédés indiqués par d'autres auteurs, en particulier Alburger [1], [2] et Kjellman, Johansson [3].

Le fonctionnement de l'appareil a d'abord été vérifié à l'aide de la raie monopolaire de 6,06 MeV dans ^{16}O, obtenue par la réaction $^{19}F(p, \alpha)^{16}O$. Pour différentes ouvertures de fentes nous obtenons des transmissions, résolutions et des rapports pic à bruit de fond tels que le laisse prévoir la théorie de l'appareil et qui sont comparables aux mesures faites par d'autres auteurs. Dans le cas notamment d'une ouverture de fente de 6 mm, la largeur à mi-hauteur du pic était 1,8 %, le rapport pic sur bruit de fond de 40 (*fig.* 1).

Nous avons ensuite mesuré les énergies de désexcitation vers le niveau fondamental des trois premiers niveaux excités de ^{13}C. La réaction $^{12}C(d, p)^{13}C$ à $E_d = 2,5$ MeV nous a permis d'atteindre les trois niveaux en question ; 3,09 MeV, 3,68 MeV et 3,86 MeV. Deux cibles ont été utilisées ; une de 13 et une de 20 mg/cm². Le faisceau était de 0,1 μA environ. Dans le spectre de paires internes observé, les trois lignes sont entièrement séparées (*fig.* 2) en particulier les deux pics correspondant aux transitions de 3,68 et 3,86 MeV.

L'énergie de ces trois lignes a été déterminée à partir de la raie K du ^{207}Bi (0,9759 $\pm$ 0,003 MeV) qui nous a servi d'étalonnage. Pour passer à l'énergie des transitions correspondantes, nous avons tenu compte de la perte d'énergie que subissent les électrons en traversant la cible (1,4 keV/mg/cm²) [4]. Nous obtenons ainsi pour l'énergie des trois rayonnements γ les valeurs indiquées dans le tableau ci-dessous. Dans ce tableau nous comparons nos résultats à ceux d'autres auteurs ayant étudié les mêmes transitions.

Nos valeurs sont en accord pour les transitions de 3,09 et 3,86 MeV.

L'énergie du rayonnement γ de 3,68 MeV a été mesurée directement par Bent et ses collaborateurs [6]. Ils utilisaient un appareil analogue au nôtre, mais une cible de carbone plus épaisse (60 mg/cm²). Ils n'ont pas séparé les lignes de paires correspondant aux deux rayonnements γ de 3,68 et 3,86 MeV. La valeur de 3,76 MeV qu'ils indiquent, et qui est de 80 keV trop grande comparée à la valeur de l'énergie du niveau donnée par Ajzenberg et Lauritsen [8], a été obtenue après décomposition de leur spectre.

L'autre valeur, celle de 3,69 MeV, déterminée par Mackin et ses collaborateurs [7] a également été obtenue par décomposition d'un spectre. Ces mêmes auteurs indiquent aussi une valeur plus

Énergie des niveaux (Ajzenberg-Lauritsen) [8]	Mesures de γ non corrigées pour l'effet Doppler	Nos mesures
3,085 ± 0,005 MeV	3,097 ± 0,005 MeV [5]	3,110 ± 0,012 MeV
3,680 ± 0,007 MeV	3,76 ± 0,02 MeV [6] 3,69 ± 0,02 MeV [7]	3,687 ± 0,015 MeV
3,850 ± 0,010 MeV	3,86 ± 0,02 MeV [6] 3,844 ± 0,015 MeV [7]	3,863 ± 0,015 MeV

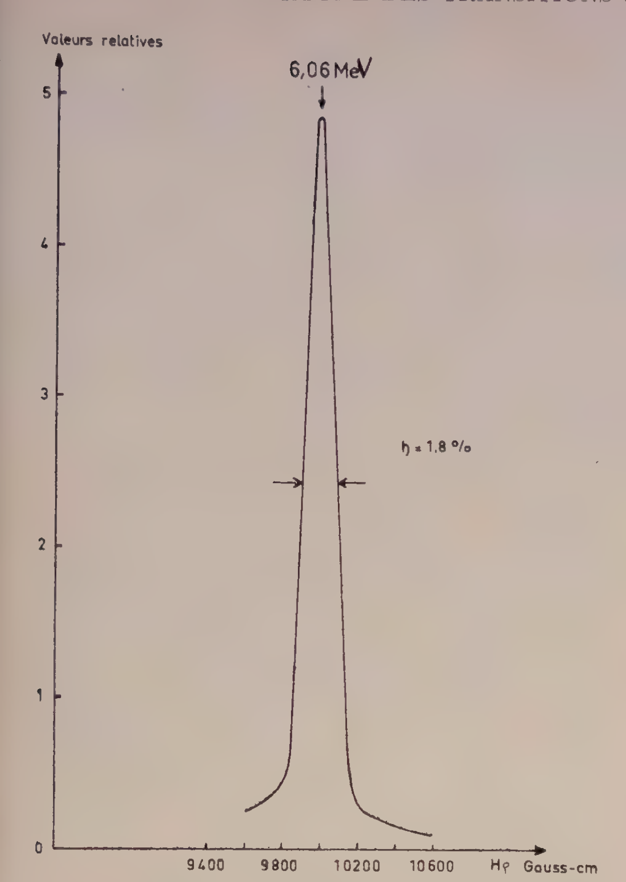


FIG. 1. — $^{19}F(p, \alpha)^{16}O$.
Spectre de coïncidence des paires de la transition monopolaire de 6,06 MeV.
$E_p = 2$ MeV.

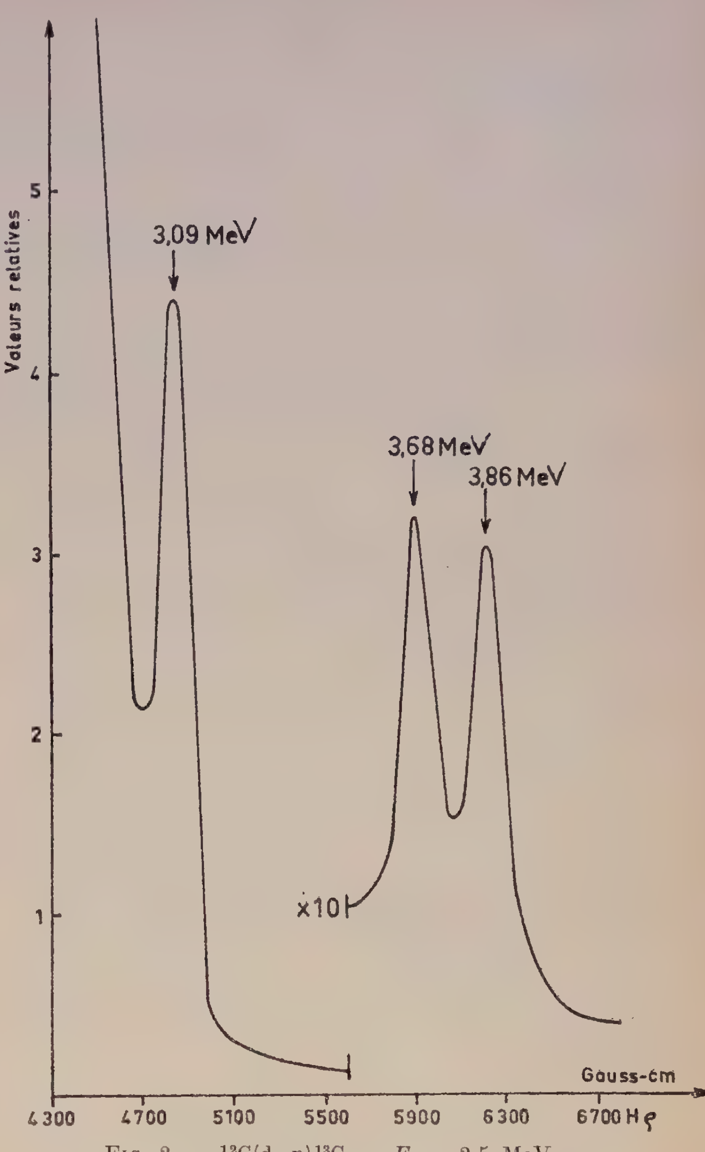


FIG. 2. — $^{12}C(d, p)^{13}C$ $E_d = 2,5$ MeV.
Spectre de coïncidences de paires des transitions de 3,09 ; 3,68 ; 3,86 MeV.

précise qui est de (3,675 ± 0,015) MeV, et qu'ils ont obtenue par la différence des énergies des rayonnements γ de 3,86 MeV et 0,170 MeV, énergies qu'ils avaient mesurées avec une grande précision. Cette valeur n'est pas portée sur le tableau, parce qu'elle tient compte de l'effet Doppler.

Notre valeur de 3,687 MeV est en accord avec la valeur indiquée par Ajzenberg et Lauritsen [8] pour le niveau et celle trouvée, par une mesure indirecte, par Mackin et ses collaborateurs [7].

Nos valeurs n'ont pas été corrigées pour un effet Doppler éventuel. Nous comptons reprendre nos mesures pour obtenir une meilleure statistique et diminuer ainsi nos erreurs, avant de faire une analyse d'effet Doppler.

BIBLIOGRAPHIE

[1] ALBURGER (D. E.), *Rev. Sc. Instr.*, 1956, **27**, 991.
[2] ALBURGER (D. E.), *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 1586.
[3] KJELLMAN (J.) et JOHANSSON (B.), *Ark. Fysik*, 1959, **14**, 17.
[4] SIEGBAHN (K.), β and γ-ray spectroscopy, p. 9.
[5] THOMAS (R. G.) et LAURITSEN (T.), *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 969.
[6] BENT (R. D.), BONNER (T. W.) et SIPPEL (R. F.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1237.
[7] MACKIN (R. J.), MILLS (W. R., Jr.) et THIRION (J.,), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 802.
[8] AJZENBERG (F.) et LAURITSEN (T.), *Nuclear Physics*, 1959, **11**, 138.

RÉACTION (d, α) SUR LE CARBONE 12

Par J. GASTEBOIS, J. JASTRZEBSKI (*), J. L. PICOU,
J. QUIDORT et J. P. SCHAPIRA (**),
C. E. N., Saclay.

Résumé. — Détection par jonctions des particules α de la réaction $^{12}C(d, \alpha)^{10}B$ et $^{12}C(d, \alpha)^{10}B^*$ excité au premier niveau pour des énergies de deutons de 4,7 MeV.

Abstract. — Detection by junctions of α particles from $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$ and $C^{12}(d, \alpha)B^{10*}$ reactions for energy 4,7 MeV.

Introduction. — Les réactions (d, p), (d, α) ... procèdent souvent par effet direct, pour des énergies de deuton incident peu élevées. Nous avons essayé d'observer dans le cas de la réaction $^{12}C(d, \alpha)^{10}B$ le phénomène de stripping de particule lourde, introduit antérieurement par Owen et Madansky [1]. Dans ce mode d'interaction, on considère le noyau cible, le noyau de carbone-12 dans le cas qui nous occupe, comme formé d'un cœur de ^{8}Be et d'un alpha. Le deuton interagit avec le cœur de ^{8}Be pour former le ^{10}B, tandis que l'alpha est détaché du ^{8}Be sans interaction avec le deuton incident. Comme dans le cas du stripping direct, on prévoit que l'alpha sera préférentiellement émis vers l'avant par rapport à la direction de mouvement du noyau de carbone-12. On doit donc observer une augmentation de l'intensité des alpha émis vers l'arrière, par rapport à la direction du faisceau de deutons.

Nous disposons, à cet effet, de l'accélérateur type Van de Graaff de 5 MeV de Saclay. Pour tenter de minimiser les effets dus à la formation de noyau composé $^{14}N^*$, nous nous sommes placés entre les résonances à 4,61 MeV et 4,8 MeV en énergie de deuton, étudiées en (d, p) par Bonner et al. [2]. D'autre part, à cette énergie de 4,7 MeV de deutons incidents, nous disposions de particules alpha suffisamment énergiques pour être détectées assez loin vers l'arrière. Nous avons pu observer nettement les groupes α_0 et α_1 correspondant au niveau fondamental du bore 10 et à son premier niveau excité à 717 keV.

Dispositif expérimental, détection. — Pour détecter les deux groupes d'alpha, dont l'énergie restait inférieure à 3,3 MeV, nous avons utilisé une diode à jonction RCA au Si-p de 5 mm², associée à une chambre à réaction ; grâce à son couvercle tournant, on pouvait étudier la distribution angulaire entre 15° et 165°, sans avoir à casser le vide. La résolution de la jonction était de l'ordre de 40 keV en protons. Elle est plus mauvaise en alpha de basse énergie, en raison de la fenêtre mince. L'épaisseur de la cible de carbone sans support, d'environ 5 à 10 μg/cm², ainsi que l'angle solide de 8.10^{-4} sd de la jonction introduisent un élargissement des raies alpha, négligeable devant celui dû au détecteur.

L'analyse du spectre d'impulsions s'effectuait à l'aide d'un sélecteur à 256 canaux TMC. Le monitorage de l'ensemble était assuré par un détecteur à jonction placé à 90° du faisceau dans l'axe de rotation de la cible et un sélecteur à 100 canaux.

Mesures et analyse des résultats. — Nous avons déterminé l'énergie de chaque pic du spectre d'impulsions grâce à un étalonnage préalable en énergie en protons et en alpha. On pouvait éventuellement séparer les raies de protons et d'alpha par un écran de 1 mg/cm² d'aluminium. Par ailleurs, comme l'énergie des produits de réaction varie vite avec l'angle d'observation, on obtenait à certains angles des mélanges de raies. En faisant varier la tension de polarisation, on peut déplacer une raie par rapport à une autre. A l'exception de quelques angles vers l'avant, on a pu analyser les deux raies d'alpha.

La précision des mesures n'est pas limitée par les erreurs statistiques en raison du taux élevé de comptage. C'est la manière de soustraire le bruit de fond à une raie qui limite surtout cette précision.

1. Distribution angulaire $^{12}C(d, \alpha_0)^{10}B$. — Vers l'avant nous avons été gênés par la statistique, en raison de la présence de pics très intenses qui empiètent sur la raie α_0. Par contre nous avons pu détecter les alpha jusqu'à 165° en raison de leur énergie. En estimant raisonnablement l'erreur sur

(*) De l'Institut des Recherches Nucléaires, Varsovie.
(**) Du Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences d'Orsay.

chaque point à environ 10 %, nous avons observé une remontée rapide vers l'arrière, jusqu'à 170° dans le système du centre de masse.

2. Distribution angulaire $^{12}C(d, \alpha_1)^{10}B^*$. — Nous avons eu des difficultés pour détecter le deuxième groupe d'alpha, vers l'avant en raison du bruit de fond et de la présence de raies parasites importantes, vers l'arrière en raison de leur trop basse énergie pour être détectable avec une bonne précision statistique. Cependant il nous semble qu'il n'y ait pas de remontée vers l'arrière pour ce groupe. Il faut reprendre cette étude à l'aide de détecteur à jonction sans fenêtre (dopé au lithium).

La distribution angulaire de l'alpha conduisant au fondamental présente une remontée importante vers l'arrière, et suggère le processus de stripping de particule lourde. Cependant la distorsion des ondes du deuton et de l'alpha par le champ coulombien et le potentiel nucléaire du noyau contribue probablement au pic de la distribution angulaire vers l'arrière. C'est le calcul qui doit permettre de décider quel est l'effet prépondérant.

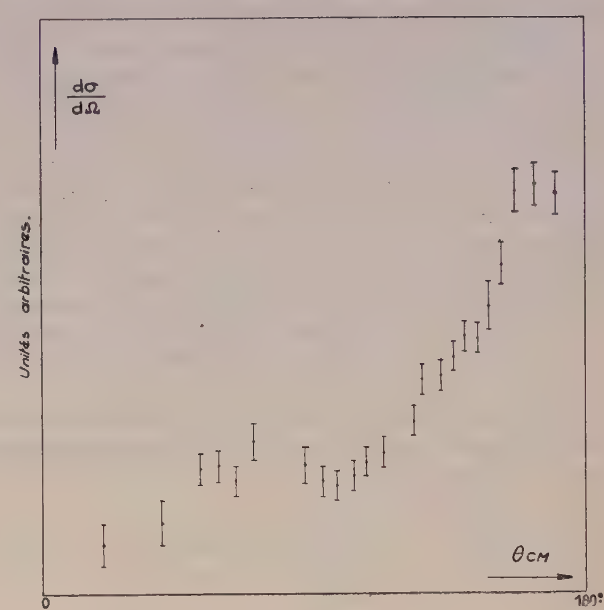


Fig. 1. — Distribution angulaire des α_0 pour $E_d = 4{,}7$ MeV.

Nous tenons à remercier M. Harvey, de l'Université de Californie à Berkeley, et M. Picard, du Laboratoire de Physique Nucléaire d'Orsay, pour l'aide qu'ils nous ont apportée au cours de ce travail, notamment en ce qui concerne la discussion des résultats expérimentaux.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Madansky (L.) et Owen (G. E.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1608.

[2] Bonner (T. W.) et al., *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 209.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 581.

ÉTUDE DE LA RÉACTION $^7Li(^3He, \alpha)^6Li$ AUX ENVIRONS DE 5 MeV

Par J. LINCK, I. NICOLAS, R. BILWES et D. MAGNAC-VALETTE,
Département de Physique Corpusculaire, C. R. N., Strasbourg.

Résumé. — La réaction a été étudiée par Allen, Almquist et Bigham [1] à des énergies inférieures à 1 MeV Ces auteurs mettent ainsi en évidence les niveaux de ^{6}Li bien connus et d'autres à 5,35 ; 6,63 ; 8,37 et 9,3 MeV Nous n'avons retrouvé que le niveau de 9,3 MeV pour une énergie incidente de 5 MeV et un déplacement ainsi qu'un élargissement du niveau de 7,40 MeV vers une excitation plus basse, ce qui semble impliquer l'existence d'un niveau proche non séparé, qui serait celui trouvé par Allen à 6,63 MeV.

Abstract. — This reaction has been studied by Allen, Almquist and Bigham at bombarding energies below 1 MeV. These authors have found, beside of well known levels in ^{6}Li, new ones at 5.35 ; 6.63 ; 8.37 and 9.3 MeV. We have only found the 9.3 MeV level for ^{3}He of 5 MeV energy and a shift of the 7.40 MeV level towards lower excitation that would imply the existence of a non separated level perhaps the one found by Allen at 6.63 MeV.

Technique expérimentale. — Une cible de ^{7}Li de 30 μg/cm² sur 1 μ Al a été bombardée par un faisceau d'ions ^{3}He une fois ionisés de 0,2 μA, la charge totale étant de 2 000 μ coulombs, et les produits de désintégration détectés par le spectrographe magnétique Buechner. L'énergie incidente et l'angle

d'observation ont été déterminés à partir des pics de diffusion sur ^{27}Al et ^{16}O, l'observation se faisant par réflexion. Nous avons dû tenir compte pour cela de l'épaisseur de la couche de $(^7Li)_2O$ de 70 μg/cm² formée par oxydation au contact de l'air, ce qui pour des particules α de 4 MeV représente déjà une cible moyennement épaisse. Nous avons opéré à une énergie incidente de 5,048 MeV, l'angle d'observation étant de 90° ± 30′. Dans cette détermination d'énergie, l'erreur vient essentiellement de la position des pics de diffusion, de l'épaisseur de la cible, de la résolution intrinsèque du « Buechner » et de la largeur naturelle des niveaux.

Résultats expérimentaux. — Le bombardement de ^{7}Li par des ions ^{3}He peut donner les réactions exothermiques suivantes :

(1) $^7Li + ^3He \rightarrow ^6Li + \alpha + 13{,}321$ MeV

(2) $\rightarrow ^9Be + p + 11{,}190$ MeV

(3) $\rightarrow ^9B + n + 9{,}338$ MeV $\searrow 2\alpha + p$

(4) $\rightarrow ^8Be + d + 11{,}748$ MeV $\searrow 2\alpha$

(5) $\rightarrow 2\alpha + n + p + 9{,}619$ MeV.

Nous avons étudié le spectre des particules α obtenu, ainsi que des pics provenant de réactions

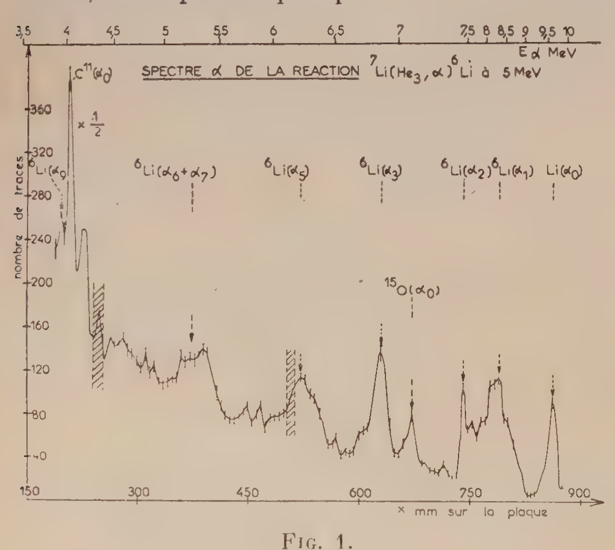


Fig. 1.

de contamination $^{16}O(^3He, \alpha)^{15}C$, $^{27}Al(^3He, \alpha)^{26}Al$ sur un continuum α provenant surtout de la décomposition de ^{9}B et ^{8}Be. Le spectre montre que le continuum augmente très fortement vers les basses énergies, ce qui a rendu la discrimination difficile à partir de 4 MeV.

Nous avons mis en évidence des groupes de particules α d'énergie moyenne de 9,548 MeV ; 8,250 MeV ; 7,435 MeV ; 6,821 MeV ; 6,210 MeV ; 5,263 MeV et 3,933 MeV. Les bilans correspondants sont de 13,384 ; 11,223 ; 9,865 ; 8,843 ; 7,825 ; 6,248 et 4,033. Nous donnons dans le tableau ci-joint nos valeurs et celles données par les tables [1]. La résolution varie de 5.10^{-3} à 10^{-2} suivant l'emplacement de la plaque ; cette résolution comprenant la résolution intrinsèque du Buechner et la résolution due à l'épaisseur de la cible.

Spectre de ^{6}Li

Groupes	Excitations données par les tables [2]	Auteurs	Nos valeurs
α_0	0	[2]	
α_1	2,184	[2]	2,161
α_2	3,560	[2]	3,52
α_3	4,52	[2]	4,54
α_4	5,35	Allen	0
α_5	5,5	[2]	5,6
α_6	6,63	[2]	7,14
α_7	7,40	Allen	7,14
α_8	8,37	Allen	0
α_9	9,30	Allen	9,35

L'erreur maximum sur chaque bilan est d'environ 70 keV, sauf sur le niveau très large de 7,14 qui comprend probablement les deux niveaux de 6,63 et 7,40 non résolus (le niveau de 7,40 indiqué par Allen est très large). Nous n'avons pas retrouvé les niveaux de 5,35 et de 8,37 ; par contre l'existence d'un niveau à 9,35 MeV semble confirmée. Tous les groupes apparaissent assez larges dans nos expériences, comme d'ailleurs dans celles d'Allen et il nous a paru illusoire de donner les valeurs des excitations avec trois décimales. Seuls, les niveaux de 2,184 et 3,560 MeV ont une largeur < 100 keV, mais ils sont atteints dans notre cas par le continuum des particules α provenant d'autres réactions.

Nous nous proposons de reprendre l'étude de cette réaction pour des énergies comprises entre 1 et 5,6 MeV en améliorant si possible la résolution.

Nous remercions vivement M. le Professeur P. Cuer pour son aide et ses conseils, ainsi que l'équipe du Van de Graaff dirigée par M. Letournel qui a permis la réalisation de ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Allen, Almquist et Bigham, *Proc. Phys. Soc.*, 1960, **75**, 913.

[2] Tables de Lauritsen, *Nuclear Physics*, 1955, **11**, 1 à 340.

ÉTUDE DE LA RÉACTION $^{11}B(He^3, t)^{11}C$ ET DE LA RÉACTION COMPÉTITIVE $^{11}B(^3He, \alpha)^{10}B$

Par B. BOUROTTE, I. NICOLAS, R. BILWES et D. MAGNAC-VALETTE,
Département de Physique Corpusculaire, C. R. N., Strasbourg.

Résumé. — A l'énergie incidente de 5,142 MeV fournie par le Van de Graaff de Strasbourg-Cronenbourg et à 30°, les tritons n'ont pas encore été mis en évidence, mais on a obtenu, grâce à l'analyseur magnétique de Buechner les niveaux excités de ^{10}B à 3,58 ; 4,77 ; 5,13 MeV (probablement un mélange des niveaux à 5,11 et 5,16 MeV) et 6 MeV (mélange des niveaux à 5,92 ; 6,02 et 6,16 MeV). On retrouve également les niveaux de 6,57 ; 7,56 ; 7,78 et 8,07 MeV.

Abstract. — In 5 MeV ^3He induced reactions in ^{11}B, tritons emitted at 30° have not yet been found. However, excited levels in ^{10}B appear in the magnetic spectrograph spectrum at 3,58 ; 4.77 ; 5.13 (a mixture of 5.11 and 5.16 MeV) and 6 MeV (mixture of 5.92 ; 6.02 and 6.16 MeV). Higher levels appear at 6.57 ; 7.56 ; 7.78 and 8.07 MeV.

Nous avons cherché à étudier la réaction $^{11}B(^3He, t)^{10}B$ avec le spectrographe magnétique Buechner associé au Van de Graaff de 5,5 MeV de Strasbourg-Cronenbourg et en même temps le spectre α de la réaction compétitive $^{11}B(^3He, \alpha)^{10}B$.

Nous avons utilisé une cible de bore naturel amorphe, évaporé au laboratoire par jet électronique sur une feuille de Ni de 1,1 μ ; le nickel ne donnant pas de réactions gênantes avec ^3He dans le domaine d'énergie considéré.

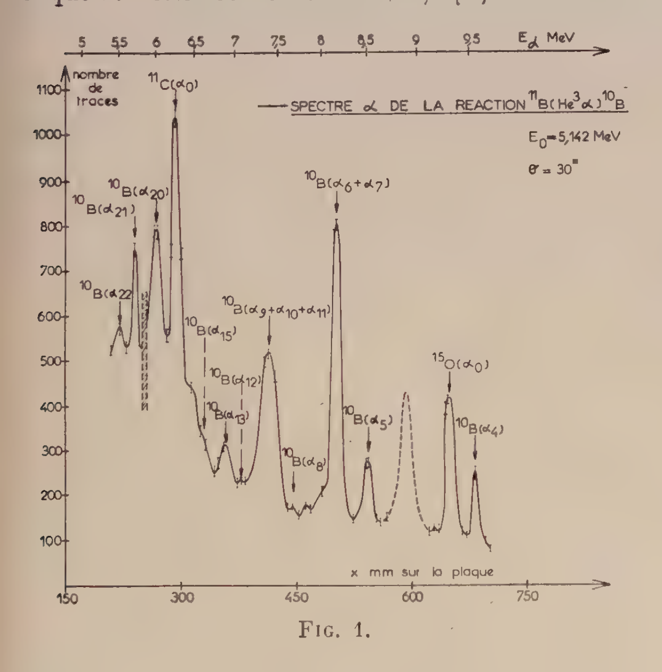


FIG. 1.

Le bilan de la réaction $^{11}B(^3He, t)^{11}C$ est $Q = -1,999$ MeV. Pour que les tritons puissent être détectés dans des conditions favorables, on a intérêt à prendre une énergie incidente élevée et un angle d'observation faible. Nous avons travaillé à $E_0 = 5,5$ MeV et à $\theta = 30°$ par transparence, le support de nickel étant traversé le premier par le faisceau. L'énergie réelle des ^3He réagissant avec les noyaux de ^{11}B est de 5,14 MeV, puisque les ^3He perdent environ 0,325 MeV par μ de Ni [1].

Le bilan de la réaction $^{11}B(^3He, \alpha)^{10}B$: $Q = 9,114$ MeV nous a permis d'obtenir les pics correspondants à des niveaux excités élevés de ^{10}B. La réaction n'avait pas été étudiée dans un domaine d'excitation au-dessus du 4ᵉ niveau excité de ^{10}B [2].

TABLEAU

NOYAUX RÉSIDUELS ASSOCIÉS AUX GROUPES DE PARTICULES α	EXCITATION ^{10}B	E_α CALCULÉ	E_α EXPÉRIMENTAL
$^{10}B(\alpha_4)$	3,58 MeV	9,523	9,55
$^{15}O(\alpha_0)$	0	9,315	
$^{10}B(\alpha_5)$	4,77	8,503	8,88
$^{10}B(\alpha_6 + \alpha_7)$	5,11	8,214	8,17
	5,16	8,168	
$^{10}B(\alpha_9 + \alpha_{10} + \alpha_{11})$	5,92	7,486	7,37
	6,02	7,425	
	6,16	7,306	
$^{10}B(\alpha_{13})$	6,57	6,948	6,89
$^{10}B(\alpha_{20})$	7,56	6,071	5,96
$^{10}B(\alpha_{21})$	7,78	5,876	5,66
$^{10}B(\alpha_{22})$	8,07	5,617	5,55

Nous donnons le spectre à partir du 4ᵉ niveau de ^{10}B correspondant à l'énergie d'excitation 3,58 MeV, car nous avons choisi la fréquence du « Buechner » pour que les tritons cherchés soient sur la plaque dans une région de bonne résolution.

Le pic tracé en pointillé sur la figure est dû à une réaction sur une contamination de la cible dont on n'a pas pu déterminer la nature. Ce pic n'a

pas été retrouvé lors de réactions identiques avec une cible différente, mais de préparation semblable.

Nous donnons les groupes obtenus et l'excitation correspondante du noyau résiduel. Le 6ème et le 7ème état ne sont pas séparés, pas plus que les 9ème, 10ème et 11ème de ^{10}B, les états 14, 15, 16, 17, 18, 19 sont noyés dans le groupe correspondant à la réaction de contamination $^{12}C(^3He, ^4He)^{11}C$. La réaction $^{11}B(^3He, t)^{11}C$ n'apparaît pas. La section efficace doit être faible. Il paraît cependant difficile d'améliorer la résolution qui n'est que de 1 à 2 % par transparence. Pour opérer par réflexion, il faudrait choisir un angle supérieur à 30°, ce qui réduirait l'énergie des tritons émis. Nous espérons cependant les mettre en évidence en plaçant une jonction sur le spectrographe au point où les tritons arrivent, après déviation dans le Buechner. Nous pourrons ainsi les séparer des particules α de même moment.

Nous remercions vivement M. le Pr P. Cuer pour son soutien et ses conseils, ainsi que l'équipe du Van de Graaff dirigée par M. Letournel qui a permis la réalisation de ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Whaling, The energy loss of charged particles in Matter. *Hand buch der Physik*, 1953, **34**, 193.

[2] Forsyth, Taylor, Barros, F. de S. Jaffe (A. A.) et Ramavataram, *Proc. Phys. Soc.*, 1960, **75**, 772.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 584.

ÉTUDE DE CERTAINES RÉACTIONS PRODUITES PAR DES IONS DE ^{6}Li SUR LE BÉRYLLIUM

Par M. COSTE,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Bordeaux

et

C. LEMEILLE, L. MARQUEZ (*) et N. SAUNIER,
Section de Physique Nucléaire à Basse Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — Nous avons étudié les particules α produites dans la réaction $^6Li + ^9Be = \alpha + ^{11}B$ au moyen de plaques nucléaires. Nous avons identifié les groupes suivants α_0, α_1, α_2, α_3, α_{4+5}, α_6 et α_7.

Abstract. — We have studied the alpha particles produced in the reaction

$$^6Li + ^9Be = \alpha + ^{11}B.$$

by means of nuclear plates.
We have identified following groups α_0, α_1, α_2, α_3, α_{4+5}, α_6 and α_7.

I. Introduction. — Les réactions nucléaires produites lors de l'irradiation d'une cible de ^{9}Be par des ions ^{6}Li ont été le sujet de plusieurs travaux. Un premier travail [1] a porté sur l'étude des rayonnements γ provenant de cette réaction ; nous avons trouvé que les deux raies γ les plus intenses sont celles du premier état excité du ^{7}Li et du premier état excité du ^{10}B.

Leigh et Blair [2] ont étudié les particules alpha produites par la même réaction, soit :

$$^6Li + ^9Be = \alpha + ^{11}B.$$

Ils ont mesuré la section efficace et la distribution angulaire des α_0 et des α_1 correspondant respectivement à l'état fondamental et au premier état excité des α_{2+3} associés aux deuxième et troisième états excités du ^{11}B. La résolution des scintillateurs ICs était insuffisante pour permettre de distinguer ces deux derniers groupes.

Lemeille et al. [3] ont effectué leurs mesures au moyen de scintillateurs, plaques nucléaires et jonctions, et séparé les pics dus aux α_2 et α_3 grâce aux jonctions.

Nous exposons dans cette communication la suite de ces expériences.

II. Dispositif expérimental. — Le faisceau de ^{6}Li, une fois ionisé, est accéléré jusqu'à 2 MeV par le Van de Graaff de Saclay. Il est transformé

(*) Chercheur de la Comissao Nacional de Energia Nuclear. Professeur du Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas, en stage au Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

en Li deux fois ionisé par un stripper à gaz et défléchi à 90 degrés. Ce faisceau collimaté arrive dans la chambre d'irradiation. Au centre de la chambre cylindrique se trouve une cible épaisse de béryllium métallique qui fait un angle de 15 degrés par rapport au faisceau. Les plaques nucléaires verticales sont placées à 9 cm de la cible et font un angle de 15 degrés avec les rayons de la chambre. Elles sont séparées par un intervalle angulaire de 8 degrés. Entre les plaques et la cible, un diaphragme de 3 mm de largeur permet de bien définir la direction des particules émergeantes.

Nous avons fait une irradiation de 3 500 microcoulombs sur des plaques C2 de 100 microns développées par la méthode usuelle. Les parcours de 5 à 200 microns, mesurés avec les microscopes Wild et Leitz, ont été relevés sur 13 plaques placées aux différents angles compris entre 17 et 108°. Les traces de particules alpha n'ont pas été différenciées de celles des protons.

III. **Résultats.** — Dans les histogrammes, plusieurs pics apparaissent qui ont été identifiés. Ils correspondent aux α_0, α_1, α_2, α_3, α_{4+5}, α_6 et α_7 de la réaction $^6Li + {}^9Be = \alpha + {}^{11}B$. Nous n'avons pas mis en évidence le pic d'α_8, ni ceux des autres groupes voisins. Il semble que les pics associés à α_{11} et aux groupes suivants sont plus intenses, mais la résolution est insuffisante pour permettre de les distinguer et seul un fond continu, qui augmente en intensité vers les faibles parcours, apparaît.

De ce fond continu émergent toujours très nette-

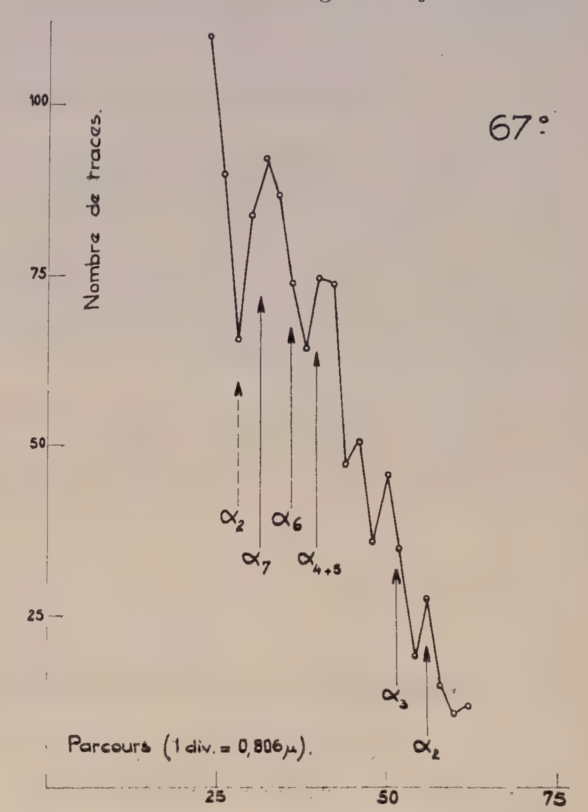


Fig. 2. — Histogramme des particules chargées observées à 67° dans la réaction ($^6Li + {}^9Be$). (A gauche, sous la courbe, lire α_8 au lieu de α_2.)

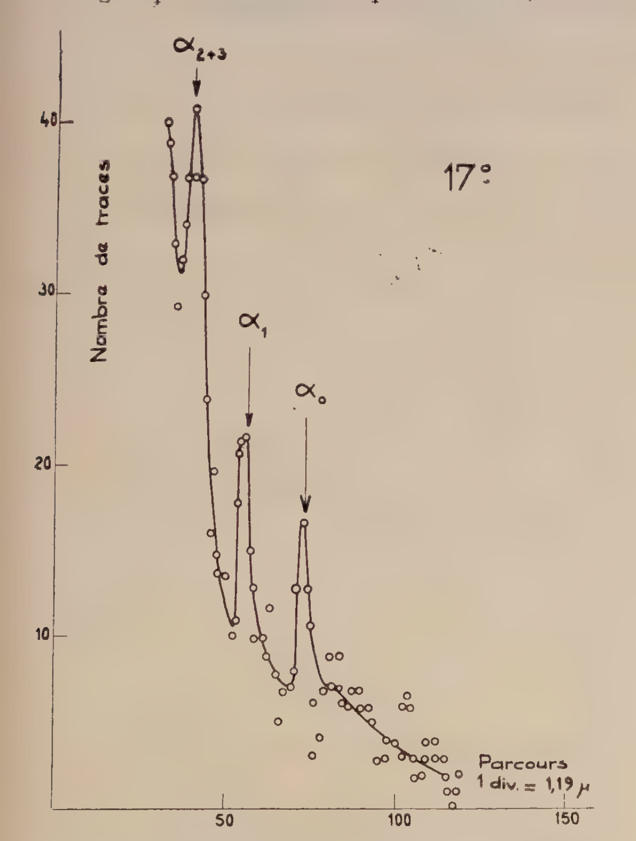


Fig. 1. — Histogramme des particules chargées observées à 17° dans la réaction ($^6Li + {}^9Be$).

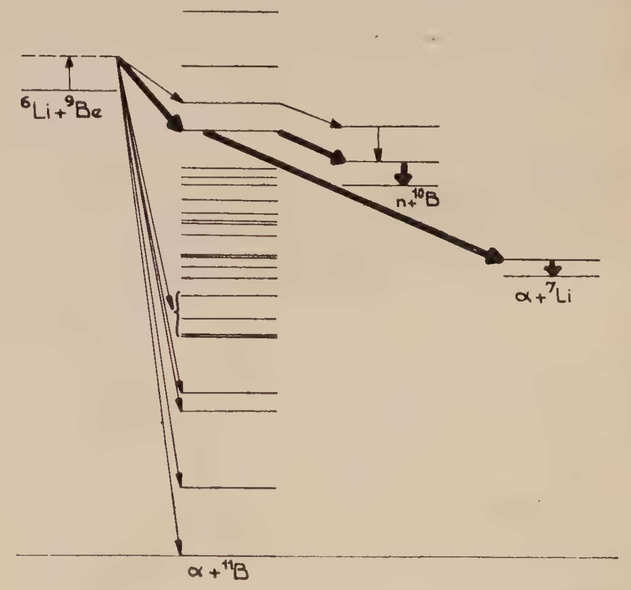


Fig. 3. — Schéma proposé pour les réactions produites par les ions de ^6Li de 2 MeV sur le ^9Be.

ment les pics de ^{3}He et de ^{4}He de la réaction parasite ^{6}Li + p = ^{3}He + ^{4}He. La figure 1 représente l'histogramme trouvé à l'angle de 17°, la figure 2, celui trouvé à 67°. Ces résultats et les résultats antérieurs sont notés dans la figure 3. Dans cette figure, l'épaisseur des flèches correspond à l'intensité des réactions produites.

Des résultats précédents, on peut tirer les conclusions suivantes :

a) Les réactions principales sont produites par double stripping du ^{6}Li, c'est-à-dire que le ^{9}Be capture le deuton faiblement lié du ^{6}Li, dont il subsiste l'alpha observé.

b) L'intensité des groupes alpha augmente qualitativement depuis la particule alpha associée au niveau fondamental du ^{11}B jusqu'à celle correspondant au niveau excité de 13,16 MeV.

c) Certains niveaux du ^{11}B ne semblent pas être excités, tel celui associé à l'α_8. Cette dernière observation peut s'expliquer par le fait que les niveaux correspondant à α_8, α_9, α_{10}, α_{11} ont des parités positives ; or l'énergie cinétique dans le centre de masse est seulement de 1,1 MeV. Il est donc probable que les ondes « s » interviennent principalement dans la réaction. Dans ce cas les états permis du ^{11}B doivent avoir une parité négative. Les états satisfaisant à cette condition correspondent aux $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2 \ldots \alpha_6$ [4].

Nous remercions M. le Pr Chastel pour la contribution apportée par le Laboratoire de Physique Nucléaire de Bordeaux. Nous remercions également Mme Bouraoui et Mlle Garrabos, collaboratrices techniques du C. N. R. S. à Bordeaux, pour le dépouillement des plaques.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Marquez (L.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 355.
[2] Leigh (J. J.) et Blair (J. M.), *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 246.
[3] Lemeille (C.), Marquez (L.), Saunier (N.) et Coste (M.), *J. Physique Rad.* (à paraître).
[4] Ajzenberg-Selove (F.) et Lauritsen (T.), *Nuclear Physics*, 1959, **11**, 94.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 586.

LE MÉCANISME DE LA RÉACTION ^{6}Li + ^{9}Be = ^{7}Li (1er ÉTAT EXCITÉ) + 2α

Par C. LEMEILLE, L. MARQUEZ (*) et N. SAUNIER,
Section de Physique Nucléaire à Basse Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — L'irradiation du ^{9}Be par des ions ^{6}Li de 2 MeV produit du ^{7}Li dans son premier état excité de 479 keV.

Nous avons fait des mesures de particules chargées en coïncidence avec la raie gamma de 479 keV. Nos observations semblent en accord avec le mécanisme suivant :

$$^6\text{Li} + {}^9\text{Be} = \alpha_1 + {}^{11}\text{B}^*$$
$$^{11}\text{B}^* = \alpha_2 + {}^7\text{Li}^*$$
$$^7\text{Li}^* = {}^7\text{Li} + \gamma$$

ou

$$^{11}\text{B}^* = \text{n} + {}^{10}\text{B}^*$$
$$^{10}\text{B}^* = {}^{10}\text{B} + \gamma.$$

Abstract. — The irradiation of ^{9}Be by 2 MeV ^{6}Li ions produces ^{7}Li in its first excited state of 479 keV.

We have made measurements of the charged particles in coincidence with the 479 keV gamma rays. Our observations seem to be in agreement with the following mechanism :

$$^6\text{Li} + {}^9\text{Be} = \alpha_1 + {}^{11}\text{B}^*$$
$$^{11}\text{B}^* = \alpha_2 + {}^7\text{Li}^*$$
$$^7\text{Li}^* = {}^7\text{Li} + \gamma$$

or

$$^{11}\text{B}^* = \text{n} + {}^{10}\text{B}^*$$
$$^{10}\text{B}^* = {}^{10}\text{B} + \gamma.$$

I. Introduction. — Dans un travail antérieur [1] Marquez a étudié les rayonnements gamma produits dans la réaction nucléaire ^{6}Li + ^{9}Be avec des ions de 2 MeV.

Les raies gamma les plus intenses observées sont celles qui proviennent du premier état excité du ^{7}Li et du ^{10}B.

(*) Chercheur de la Comissao Nacional de Energia Nuclear, Professeur du Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas, en stage au Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

C. Lemeille et al. [2] ont poursuivi l'étude des produits de cette réaction au moyen de scintillateurs, jonctions et émulsions nucléaires, et ont été amenés à supposer que le mécanisme qui donne naissance au ^{7}Li et au ^{10}B est le suivant :

— d'abord, réaction primaire

$$^6\text{Li} + {}^9\text{Be} = \alpha_1 + {}^{11}\text{B}^*$$

— puis désintégration du ^{11}B* par l'un des deux modes suivants :

$$^{11}\text{B}^* = \alpha_2 + {}^7\text{Li}^*$$
$$^7\text{Li}^* = {}^7\text{Li} + \gamma$$

ou

$$^{11}\text{B}^* = \text{n} + {}^{10}\text{B}^*$$
$$^{10}\text{B}^* = {}^{10}\text{B} + \gamma$$

α_1 et α_2 indiquant l'ordre d'émission des α.

La cinématique des événements qui conduisent au ^{7}Li dans son premier état excité est représentée par la figure 1.

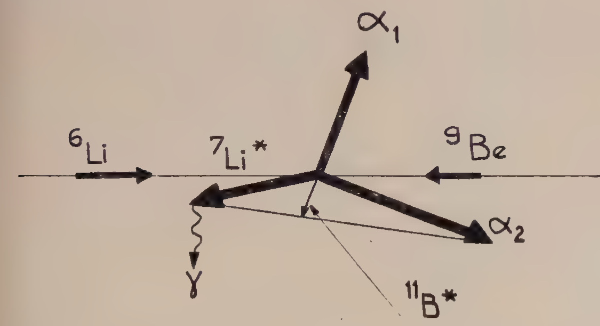


Fig. 1. — Schéma des réactions qui produisent le ^{7}Li* selon le mécanisme proposé. Les vecteurs représentent des vitesses.

II. **Méthodes expérimentales.** — Dans ce travail, nous présentons le résultat de nos études sur la validité de ce mécanisme.

La raie gamma de 479 keV doit se trouver en coïncidence avec α_1, α_2 et ^{7}Li.

Dans le centre de masse, pour chaque angle d'observation, α_1 doit avoir une énergie définie, tandis que α_2 présentera un spectre d'énergie. Dans les observations faites au Laboratoire, les valeurs quantitatives des énergies seront différentes, mais la structure qualitative du spectre sera conservée, ce que montre la figure 2.

La figure 3 montre le spectre d'énergie que l'on doit trouver pour les alpha si le mécanisme supposé est correct.

Malheureusement quand on observe les particules chargées avec une jonction, ce spectre est masqué par la réaction d'impuretés

$$^6\text{Li} + \text{p} = {}^3\text{He} + {}^4\text{He}.$$

Pour éliminer cet inconvénient, nous avons fait des expériences pour mesurer le spectre de particules chargées en coïncidence avec la raie de 479 keV du ^{7}Li.

A 7 cm de la cible était placé un scintillateur NaI(Tl) dont les impulsions, après amplification, étaient envoyées dans un sélecteur à un canal (type

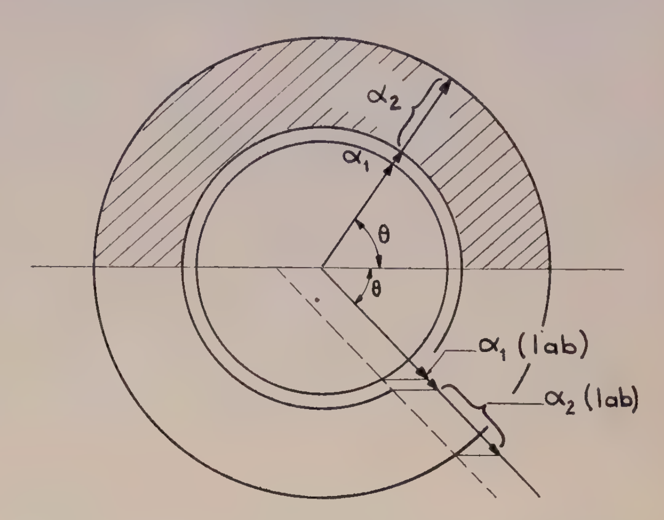


Fig. 2. — Schéma représentant les valeurs possibles pour les vitesses des particules alpha. Les vecteurs représentent des vitesses.

La partie supérieure concerne le système du centre de masse et la partie inférieure le système du laboratoire.

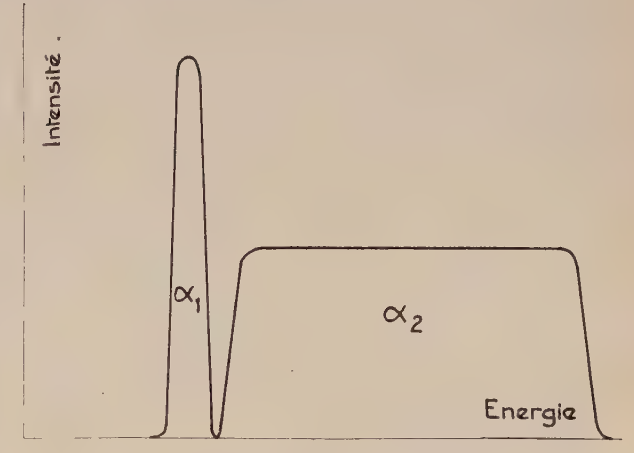


Fig. 3. — Spectre théorique des particules alpha pour le mécanisme proposé.

Pagès) réglé de façon à déterminer une bande d'énergie comprise entre 430 et 530 keV. Les impulsions de sortie pouvaient être comptées directement sur une échelle et, après passage dans une mise en forme donnant un signal carré de largeur variable, pouvaient être utilisées pour débloquer un sélecteur à 100 canaux RIDL.

Sur celui-ci, était envoyé le spectre de particules chargées détectées par une jonction RCA de surface égale à 20 mm^2 située à l'intérieur de la chambre à

réactions, distante de la cible de 10 cm et pouvant faire avec la direction du faisceau incident un angle variant de 15 à 140°.

Le temps de résolution du circuit de coïncidence était égal à 2,2 microsecondes.

Le seuil du convertisseur du sélecteur était ajusté de façon à ne pas compter le faisceau élastique de 2 MeV.

La résolution de la jonction et la forte intensité du faisceau diffusé élastiquement ne nous ont pas permis d'obtenir des résultats pour des énergies inférieures à 3 MeV.

III. **Résultats.** — La figure 4 représente le spectre simple obtenu avec la jonction. On voit nettement les pics correspondant à ^{3}He et ^{4}He. Ces deux pics semblent se superposer à une bande continue en accord avec l'hypothèse de départ.

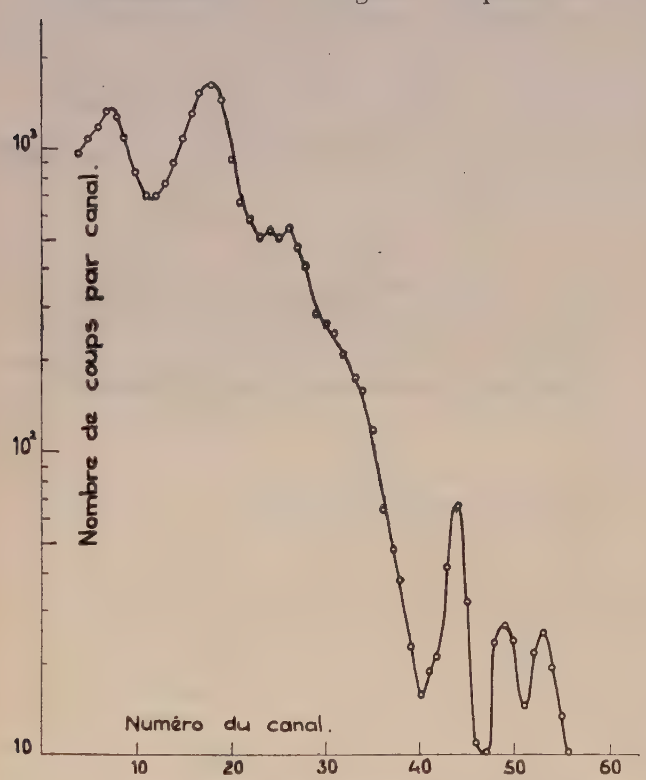


FIG. 4. — Spectre simple des particules chargées observées avec une jonction faisant un angle de 45° avec le faisceau incident. Les deux pics intenses correspondent à ^{3}He et ^{4}He de la réaction parasite.

La figure 5 montre le même spectre observé en coïncidence avec la raie de 479 keV provenant du $^{7}Li^{*}$. Les pics de ^{3}He et ^{4}He ont disparu, et l'on voit apparaître une bande continue, d'intensité sensiblement constante jusqu'à l'énergie maximum du spectre où elle devient rapidement nulle.

Compte tenu du seuil de détection, ce spectre est en accord avec l'hypothèse de départ.

Pour vérifier que le spectre observé correspond à des coïncidences vraies, nous avons fait une mesure de coïncidences fortuites : nous avons placé le compteur gamma à 1 m de la cible, protégé par du plomb. Devant le scintillateur, nous avons mis une source de ^{7}Be qui donne la raie gamma de 479 keV. Pour la même charge déposée sur la cible et pour le même nombre de gamma enregistrés dans le sélecteur à 1 canal, les coïncidences fortuites représentaient 31 % des coïncidences.

Les spectres ci-dessus ont été observés à 45°. Nous avons fait des mesures à différents angles qui ont donné des résultats semblables.

Nous avons déterminé l'énergie maximum de ce spectre de coïncidences pour les différents angles d'observation. Nous avons calculé pour chaque angle la valeur maximum de l'énergie de l'α_2 dans le centre de masse. Les résultats obtenus sont notés dans le tableau 1.

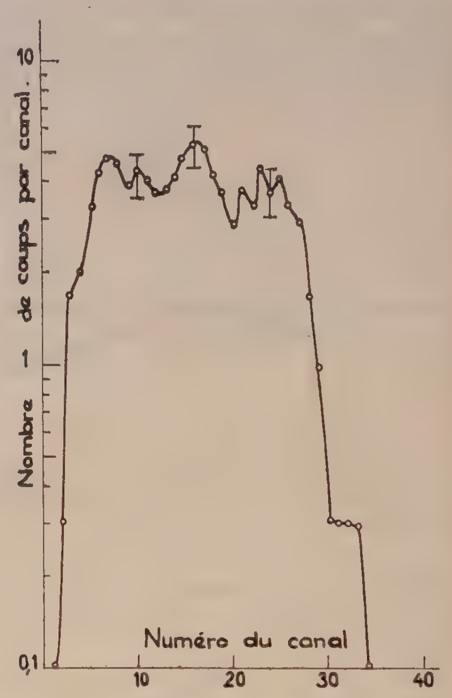


FIG. 5. — Spectre des particules chargées en coïncidence avec la raie gamma de 479 keV.

TABLEAU I

ANGLE (°)	$E_{max}(\alpha_2)$ dans L en MeV	$E_{max}(\alpha_2)$ dans C. M. en MeV	$\bar{E}_{max}(\alpha_2)$ dans C. M. en MeV»
—	—	—	—
30	5,1	3,58	
45	4,9	3,72	
60	4,6	3,85	3,94 ± 0,18
90	4,1	4,29	
115	3,4	4,28	

En partant de la valeur moyenne de l'énergie maximum de l'α_2, nous pouvons calculer que, dans le centre de masse : l'énergie de l'α_1 est égale à 2,15 MeV ; le spectre des α_2 s'étale de 0,84 à 3,94 MeV ; le spectre du $^7Li^*$ s'étend de 0,16 à 3,30 MeV ; l'énergie d'excitation du ^{11}B est égale à 12,5 MeV.

Compte tenu des erreurs expérimentales, cette dernière valeur est compatible avec le niveau connu de 13,16 MeV du ^{11}B.

Nous remercions MM. B. Olkowsky, A. Claes et J. Petres pour le bon fonctionnement du Van de Graaff, Mlle Doury pour la préparation des cibles minces et M. E. Cotton qui nous a guidés et encouragés pendant les expériences.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Marquez (L.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 355.

[2] Lemeille (C.), Marquez (L.), Saunier (N.) et Coste (M.), *J. Physique Rad.*, à paraître.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 589.

OBSERVATION DE QUELQUES RÉACTIONS NUCLÉAIRES PRODUITES PAR DES IONS DE ^6Li SUR LE CARBONE

Par L. MARQUEZ (*) et PHAM-DINH-LIEN,

Section de Physique Nucléaire à Basse Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — Nous avons étudié les réactions nucléaires produites par les ions de ^6Li sur le carbone, avec énergie variable jusqu'à 2 MeV. Nous indiquons les résultats obtenus avec des scintillateurs. La réaction $^{12}C(^6Li, \alpha)^{14}N$ semble être la plus importante.

Abstract. — We have studied the nuclear reactions produced by ^6Li ions of energy up to 2 MeV on ^{12}C. The results obtained by scintillation counters are presented. The reaction $^{12}C(^6Li, \alpha)^{14}N$ seems to be the most important one.

I. **Introduction.** — L'information sur les produits de la réaction nucléaire $^6Li + ^{12}C$ est très insuffisante.

Shafroth [1] avait observé les particules chargées sortant de cette réaction, notamment celles de grandes énergies.

Norbeck [2] avait mesuré la fonction d'excitation de la réaction $^{12}C(^6Li, n)^{17}F$ avec des énergies de ^6Li comprises entre 2,2 MeV et 3,4 MeV. Cette mesure a été faite par observation de la radioactivité du ^{17}F.

Dans ce travail, nous étudions les réactions nucléaires produites par les ions de ^6Li sur le ^{12}C avec le Van de Graaff de 2 MeV de Saclay. Ces ions ^6Li ont été accélérés selon la technique de Allison et al. [3].

II. **Méthode expérimentale et résultats.** — Un détecteur muni d'un scintillateur NaI(Tl) de 3,8 cm de diamètre et de 5 cm de hauteur nous a permis d'enregistrer le spectre des rayons gamma émis sur un sélecteur RIDL à 100 canaux précédé d'un système électronique usuel. Le scintillateur était placé à 0° par rapport à la direction du faisceau et le plus près possible de la cible épaisse de carbone, soit à 1 cm environ.

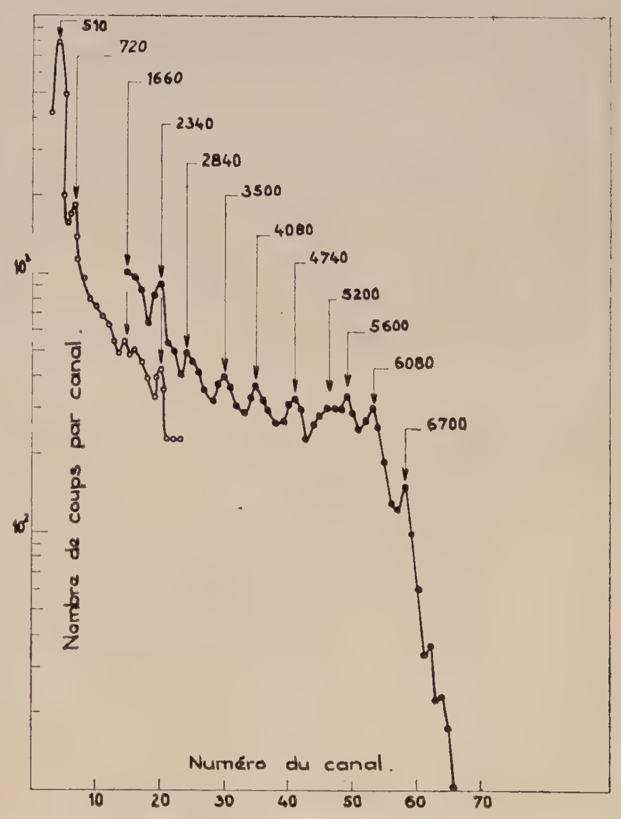


FIG. 1. — Spectre des gamma produits par la réaction $^6Li + ^{12}C$.

(*) Chercheur de la Comissao Nacional de Energia Nuclear, Professeur du Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas, en stage au Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

L'échelle d'énergie était obtenue par étalonnage au moyen de ^{22}Na et ^{24}Na.

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 1.

Le tableau I nous permet de faire une comparaison assez satisfaisante entre les valeurs expérimentales et les valeurs connues des énergies gamma des huit premiers niveaux excités de ^{14}N [4], ce

TABLEAU I

Valeurs expérimentales (en keV)	Valeurs connues des raies de ^{14}N (en keV)	Transitions ($i \to f$)
720	728	6 → 4
1 660	1 633	2 → 1
2 340	2 312	1 → 0
2 840	2 792	4 → 1
3 500	3 520	6 → 1
4 080	3 918 3 945	7 → 1 2 → 0
4 740		
5 200	5 104	4 → 0
5 600	5 685	6 → 0
6 080	6 230	7 → 0
6 700	6 440	8 → 0

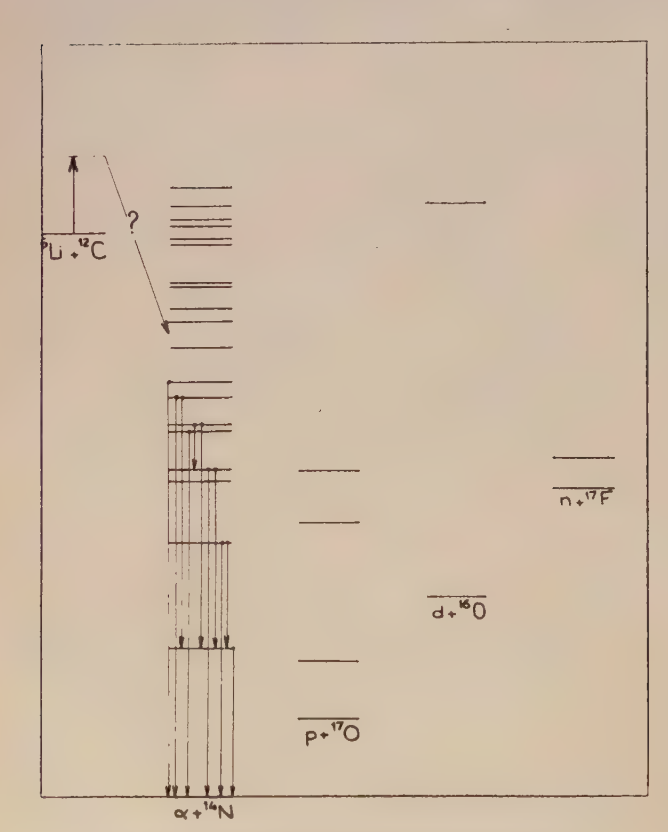


Fig. 2. — Schéma des réactions possibles provenant de $^{6}Li + ^{12}C$.

qui nous conduit à penser que la réaction de double stripping $^{12}C(^{6}Li, \alpha)^{14}N$ est, comme prévu, la plus importante parmi les autres réactions possibles schématisées dans la figure 2.

Nous avons estimé le rendement total de la réaction $^{12}C(^{6}Li, \alpha)^{14}N$ en supposant qu'il y a en moyenne 2 gamma par réaction. Ce rendement est de 2.10^2 alpha par microcoulomb de $^{6}Li^{+}$.

L'intensité de la raie de 2,3 MeV correspondant au premier niveau excité de ^{14}N a été mesurée en fonction de l'énergie de ^{6}Li qui varie de 1 à 2 MeV. La cible de carbone était placée dans une chambre reliée à un intégrateur indiquant le nombre de microcoulombs déposés. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 3. Ces résultats sont en

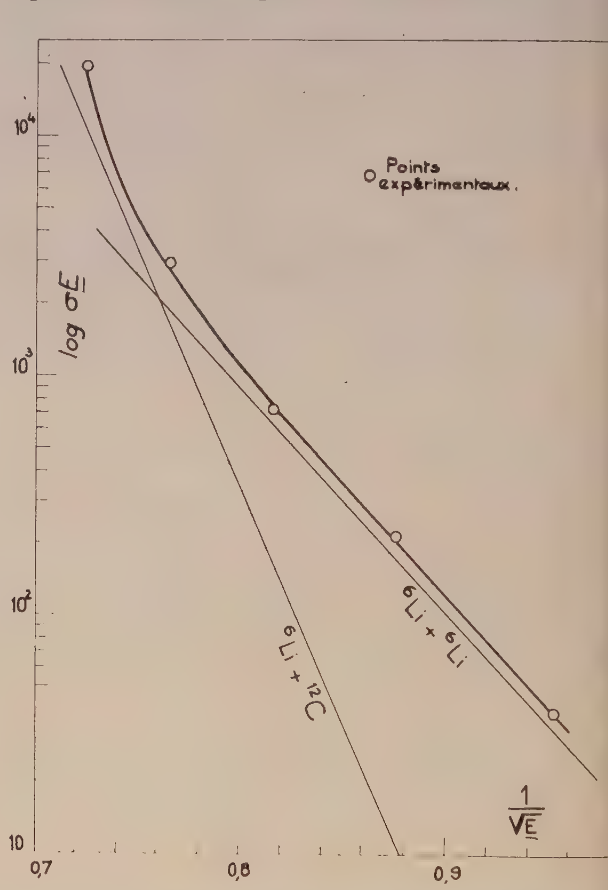


Fig. 3. — Intensité de la raie 2,3 MeV en fonction de l'énergie de ^{6}Li sur une cible de ^{12}C. Les ordonnées représentent des valeurs relatives.

accord avec les courbes théoriques fournies par le calcul du facteur de Gamow, en remarquant qu'au-dessus de 1,6 MeV, les réactions avec ^{12}C sont les plus importantes, et qu'au-dessous de cette énergie apparaissent les réactions parasites avec du ^{6}Li déposé sur la surface de carbone. Il existe en effet une raie gamma de transition, d'énergie 2,3 MeV entre les troisième et deuxième niveaux du ^{11}C pro-

venant de cette réaction parasite. Une période de désintégration β^+ du ^{11}C égale à 20,5 min a été également mesurée. Cette mesure de période a été faite par observation de la décroissance de la raie de 511 keV produite par l'annihilation des positrons.

Nous avons commencé à observer les alpha et leur distribution angulaire au moyen d'une jonction RCA, et nous espérons pouvoir bientôt mettre en évidence la réaction de double stripping $^{12}C(^{6}Li, \alpha)^{14}N$.

Nous remercions vivement M. E. Cotton qui a bien voulu sans cesse nous encourager dans ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Shafroth (S. M.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 353.
[2] Norbeck (E.), *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 825.
[3] Allison (S. K.) et Littlejohn (C. S.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 959.
[4] Azjenberg-Selove (F.) et Lauritsen (T.), *Nucl. Physics*, 1959, **11**, 168.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 591.

LE NIVEAU T = 3/2 A 9,07 MeV DANS LE FLUOR 19

Par G. AMSEL et G. R. BISHOP,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, Paris.

Résumé. — Contrairement à des résultats publiés antérieurement, nous avons détecté des particules α émises par ^{19}F dans son état de 9,07 MeV, formé par la réaction $^{18}O(p, \alpha)^{15}N$. La largeur réduite pour les particules α indique que le spin isotopique de cet état est $T = 3/2$ avec un mélange d'environ 5 % de $T = 1/2$. Le spin de cet état, déterminé par la distribution angulaire des particules α, est 7/2 ; la parité négative est favorisée par la largeur réduite pour les protons.

Abstract. — Contrary to previous reports, we have detected α-particles emitted from the 9.07 MeV state of ^{19}F formed by the reaction $^{18}O(p, \alpha)^{15}N$. The α-particle reduced width indicates that the isotopic spin of this state is $T = 3/2$ with an admixture of about 5 % of $T = 1/2$ The spin of the state is determined to be 7/2 from the α-particle angular distribution, whilst odd parity is favoured by the proton reduced width.

(A paraître dans *Physical Review*).

DIFFUSION ÉLASTIQUE DES PROTONS D'ÉNERGIE COMPRISE ENTRE 1 MeV ET 2 MeV, PAR ^{14}N, ^{31}P ET ^{40}A

Par J. COHEN-GANOUNA, M. LAMBERT et J. SCHMOUKER (*),
École Polytechnique, Paris.

Résumé. — Nous décrivons une chambre à cibles gazeuses, munie d'un dispositif de pompage différentiel. Les sections efficaces différentielles de diffusion élastique ont été mesurées pour divers angles et les distributions angulaires ont été tracées pour diverses énergies.

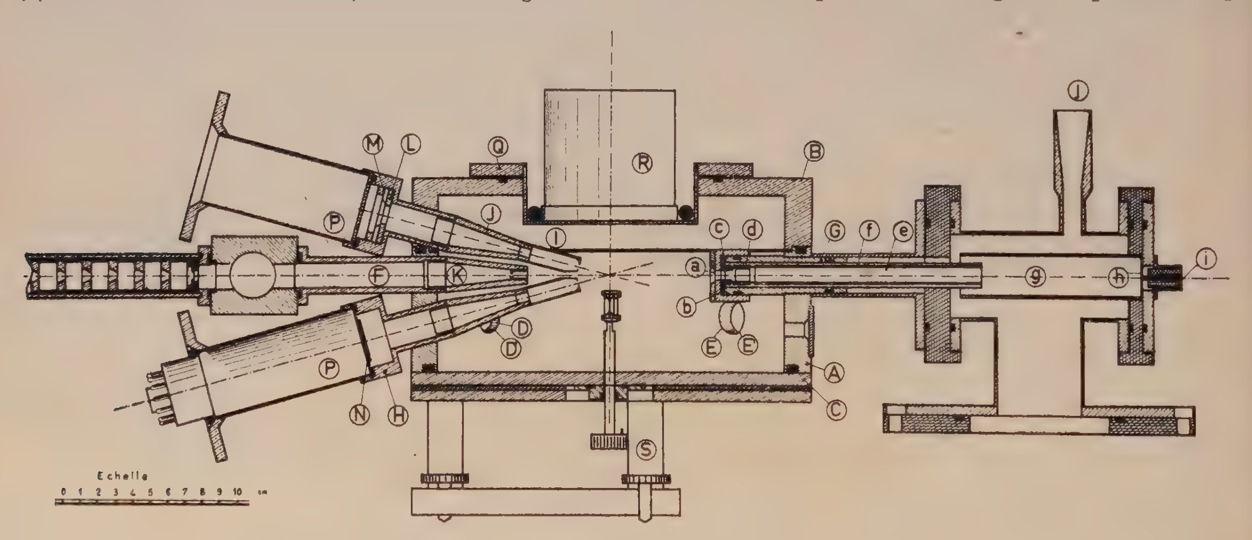
Abstract. — This paper describes a gaseous scattering chamber with differential pumping. The differential cross-section of elastic scattering at several angles and angular distributions for different energies was measured.

L'étude de la diffusion élastique des protons, par l'azote a déjà permis de mettre en évidence l'existence de plusieurs niveaux excités de ^{15}O [1-4], et de déterminer le spin et la parité de certains d'entre eux. Toutefois, l'importante diffusion potentielle observée n'a pas encore été expliquée, et les deux niveaux de ^{15}O, correspondant aux résonances de 1 740 keV et de 1 802 keV, n'ont pas été étudiés complètement. C'est en vue de cette étude qu'une première partie de ce travail a été entreprise.

L'appareillage expérimental que nous avons réalisé nous a alors permis d'étudier aussi la diffusion des protons par le phosphore, afin d'analyser certains niveaux de ^{32}S déjà révélés par réactions (pγ) [5, 6, 7].

La diffusion des protons sur l'argon avait déjà été observée, pour une énergie des protons supé-

(*) Institut d'Études Nucléaires, Université d'Alger.



CHAMBRE A CIBLES GAZEUSES

Ⓐ Corps
Ⓑ Couvercle
Ⓒ Fonds
ⒹⒹ' Sorties
ⒺⒺ' latérales
Ⓕ Ⓖ Ⓗ Tubes support
Ⓘ Ⓙ Cônes de détection
Ⓚ Ⓛ Diaphragmes
Ⓜ Fenêtre
Ⓝ Cristal ICs
Ⓟ Photomultiplicateur
Ⓠ Boitier
Ⓡ Cristal INa
Ⓢ Support
ⓐ Feuille mince
ⓑ Support de feuille
ⓒ Cache protecteur
ⓓ Anneau de garde
ⓔ Prolongateur
ⓕ Gaine isolante
ⓖ Electrode collectrice
ⓗ Tantale
ⓘ Prise coaxiale
ⓙ Jauge à ionisation

FIG. 1.

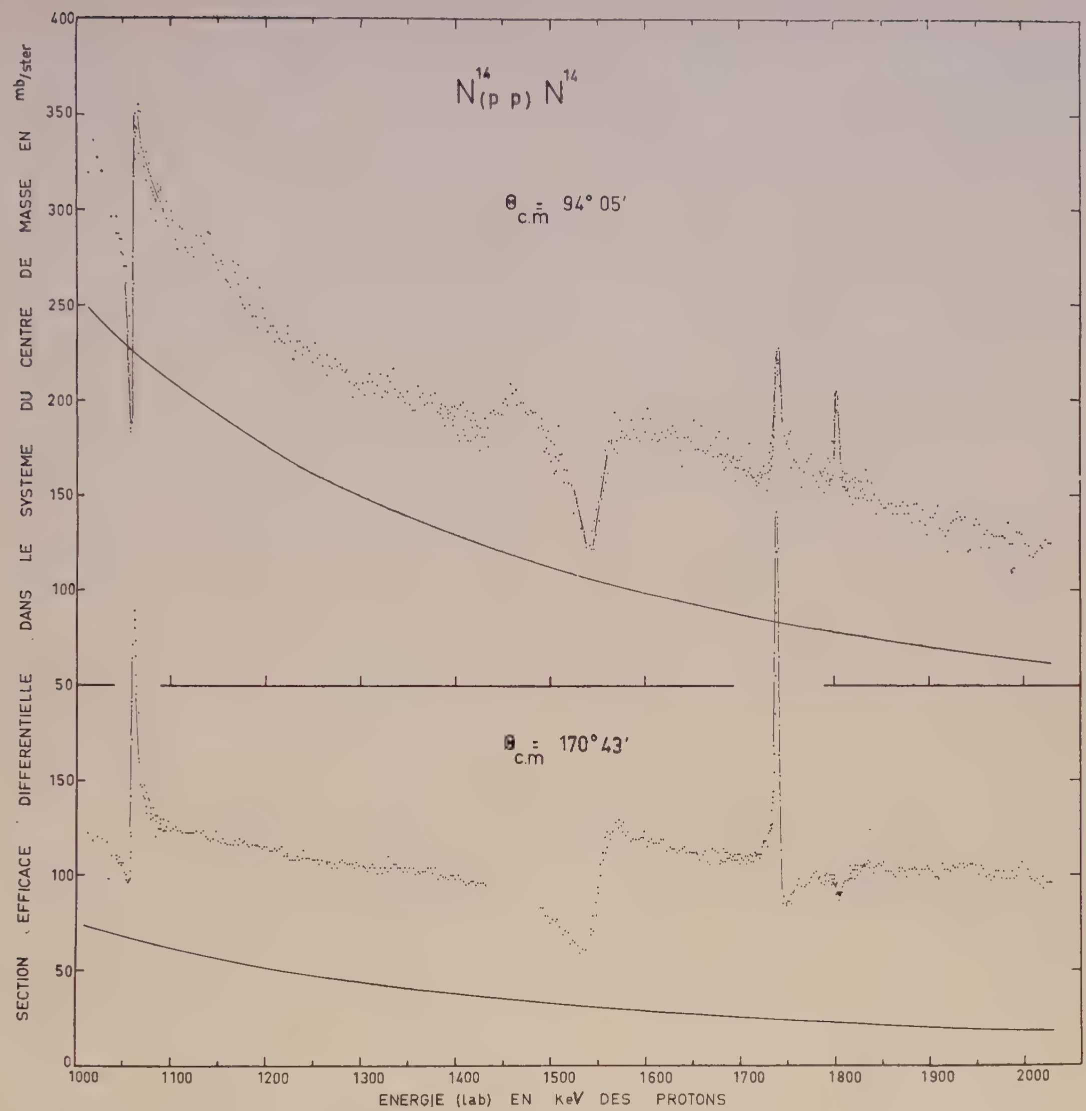


FIG. 2. — Courbes d'excitation $^{14}N(pp)^{14}N$ (θ_{CM} = 94° 05′ et 170°43′). La courbe en trait continu représente la section efficace différentielle de Rutherford.

rieure à 1 750 keV. Plusieurs résonances apparaissaient, mais confondues [8, 9]. Nous avons repris cette étude en faisant varier l'énergie des protons incidents à partir de 1 MeV, nous avons pu séparer les résonances antérieurement confondues et par suite en rendre l'étude possible.

1° **Appareillage expérimental.** — Le faisceau de protons est accéléré par un Van de Graaff de 2 MeV et analysé en énergie par un déflecteur électrostatique de 63°38′ réglé de façon à assurer une résolution en énergie meilleure que 0,1 %. En particulier dans les mesures faites sur la diffusion $^{40}A(pp)^{40}A$, l'ouverture de la fente de sortie du déflecteur est de 0,2 mm environ, assurant une résolution de l'ordre de 0,05 %.

En raison de la finesse des résonances que nous nous proposons d'observer, il est essentiel que les protons atteignant la cible aient cette résolution. Aussi, nous avons choisi une cible gazeuse qui, outre les avantages essentiels d'être sans support et d'une épaisseur variable aussi faible que l'on veut, est parfaitement homogène, sans dépôt de carbone possible. Une telle cible peut être bombardée par des faisceaux intenses et le nombre de noyaux qu'elle contient peut être déterminé avec précision, à partir de mesures de pression et de température. Dans toutes nos expériences, la pression dans la chambre de diffusion est comprise entre 0,5 mm Hg et 13 mm Hg. La plupart des mesures sont faites avec une pression de 1 mm Hg environ. La chambre de diffusion est reliée à l'enceinte de l'accélérateur

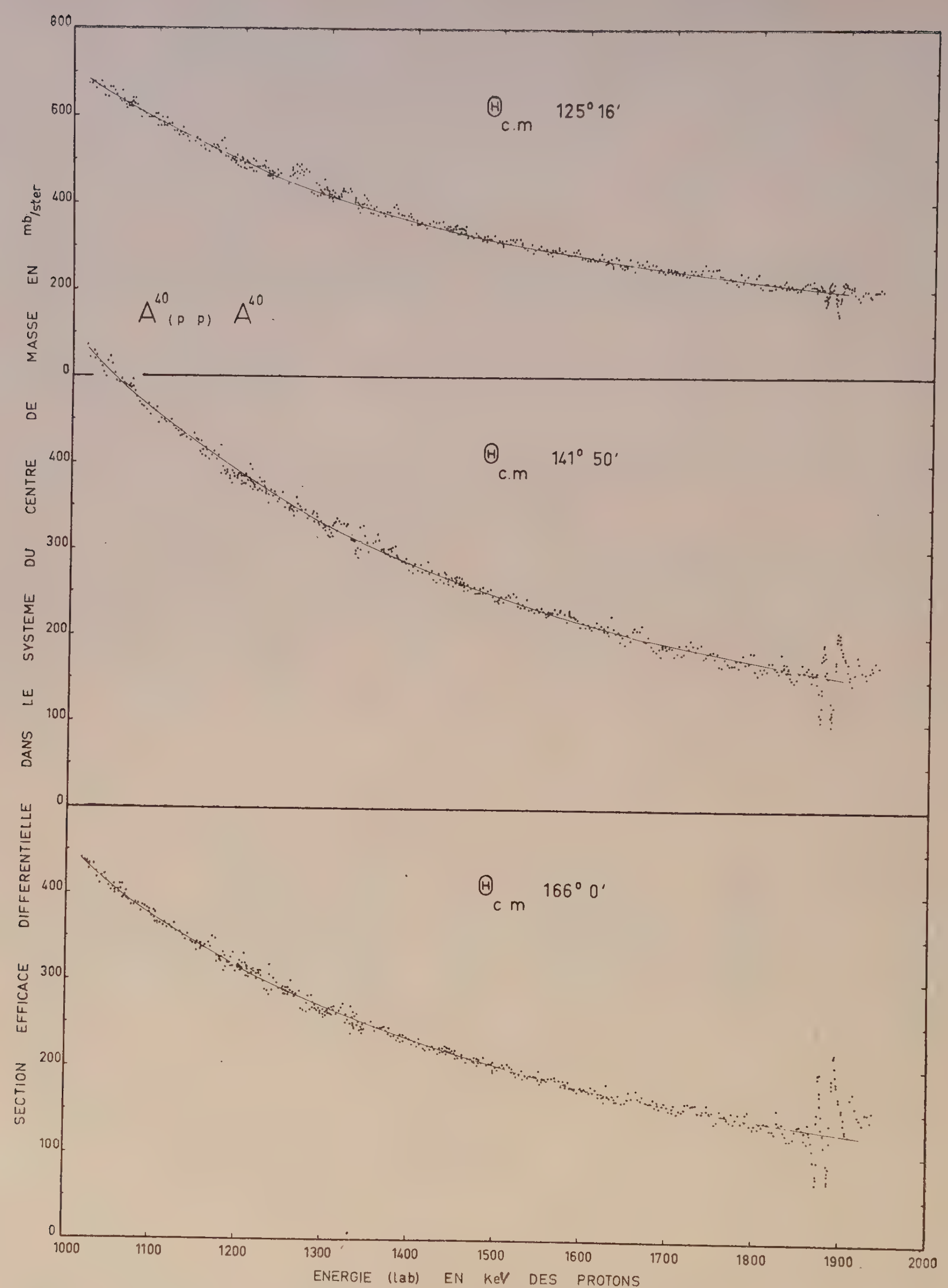


FIG. 3. — Courbes d'excitation de $^{40}A(pp)^{40}A$. La courbe en trait continu représente la section efficace différentielle de Rutherford.

par un dispositif de pompage différentiel, à 3 étages, dont seul le premier est vu sur la figure. La première pompe primaire maintient une pression de l'ordre de 2.10^{-2} mm Hg dans la deuxième chambre, avec un débit correspondant de 12,5 l/s environ. Une pompe à diffusion d'un débit de 35 l/s maintient un vide de 5.10^{-5} mm Hg dans la troisième chambre.

Les deux premières chambres communiquent par un diaphragme dont le diamètre peut varier entre 1,2 et 1,4 mm. La deuxième et la troisième communiquent à travers un ensemble de 15 diaphragmes

dont deux ont un diamètre de 1,5 mm. Le dispositif expérimental repose sur le socle d'une fraiseuse qui nous permet quatre mouvements possibles (translation selon trois directions et une rotation dans le plan horizontal).

A sa sortie du déflecteur électrostatique, et après déviation à travers un déflecteur magnétique à double focalisation, le faisceau passe à travers cet ensemble de diaphragmes répartis sur une longueur de un mètre environ. La dispersion angulaire du faisceau est par suite inférieure à $\pm$ 10 minutes d'angle. Du point de vue de la dispersion qu'il provoque sur l'énergie des protons, le dispositif de pompage différentiel est équivalent à une feuille mince d'une épaisseur de 0,1 keV, dans le cas de l'argon, et pour les protons d'une énergie de 1 MeV. Le faisceau recueilli dans un collecteur (sous vide $< 10^{-5}$ mm Hg), est séparé de la chambre de diffusion par une feuille mince de nickel de 1,27 μ d'épaisseur. Les courants parasites dûs aux phénomènes d'émission secondaire sont annulés par un anneau de garde au potentiel de — 600 volts. L'intensité du faisceau est mesurée par un intégrateur dont nous avons contrôlé plusieurs fois la linéarité. La pression de gaz dans la chambre est mesurée par une erreur relative inférieure à 0,01, par un manomètre à huile apiezon B observé avec un cathétomètre. La température des parois de la chambre est mesurée au dixième de degré.

L'angle d'observation des protons diffusés peut varier de 35° à 165°, dans le système du laboratoire, et est lu avec un vernier permettant la lecture du dixième de degré. Les angles solides d'observation sont de $\pi . 10^{-3}$ stéradian. Les protons diffusés sont détectés par des cristaux d'ICs de 125 μ d'épaisseur montés sur des photomultiplicateurs « Radiotechnique 51 AVP-SP ».

Les cibles gazeuses de ^{14}N sont constituées d'azote naturel dans lequel la proportion de ^{14}N est de 99,64 %. Celles d'^{40}A sont également constituées d'argon naturel dans lequel la proportion de ^{40}A est de 99,60 %. Les cibles gazeuses de ^{31}P sont constituées d'hydrure de phosphore. Nous avons fabriqué à cet effet 125 litres de PH_3 par hydrolyse du P_2Ca_3.

2° **Méthode de mesure.** — Nous admettons que la diffusion des protons par le xénon, pour une énergie des protons comprise entre 1 600 keV et 1 850 keV et pour des angles de diffusion supérieurs à 70°, vérifie parfaitement la loi de Rutherford. Les sections efficaces différentielles de diffusion sur l'azote, le phosphore et l'argon en sont déduites par comparaison en effectuant les corrections d'énergie d'angle et d'angle solide nécessaires pour passer du système du laboratoire aux systèmes du centre de masse des différents noyaux. Nous constatons que la réaction ^{40}A(pp)^{40}A vérifie la formule de Rutherford pour une énergie des protons comprise entre 1 000 keV et 1 800 keV. Nous pouvons donc nous référer aussi à l'argon. L'étalonnage en énergie du Van de Graaff est obtenu par référence aux résonances (pγ) du fluor[19], telles qu'elles ont été déterminées par Hunt et ses collaborateurs. Tout au cours des mesures, nous nous référons régulièrement

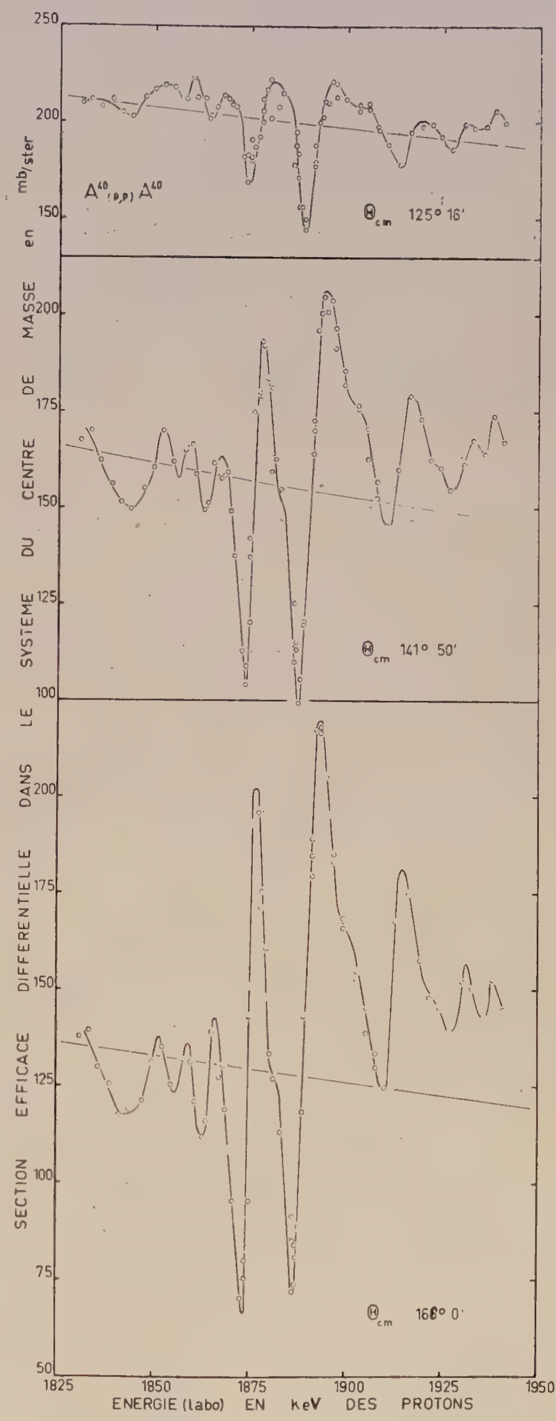


Fig. 4. — Courbes d'excitation de ^{40}(App)^{40}A. La courbe en trait continu représente la section efficace différentielle de Ruterford.

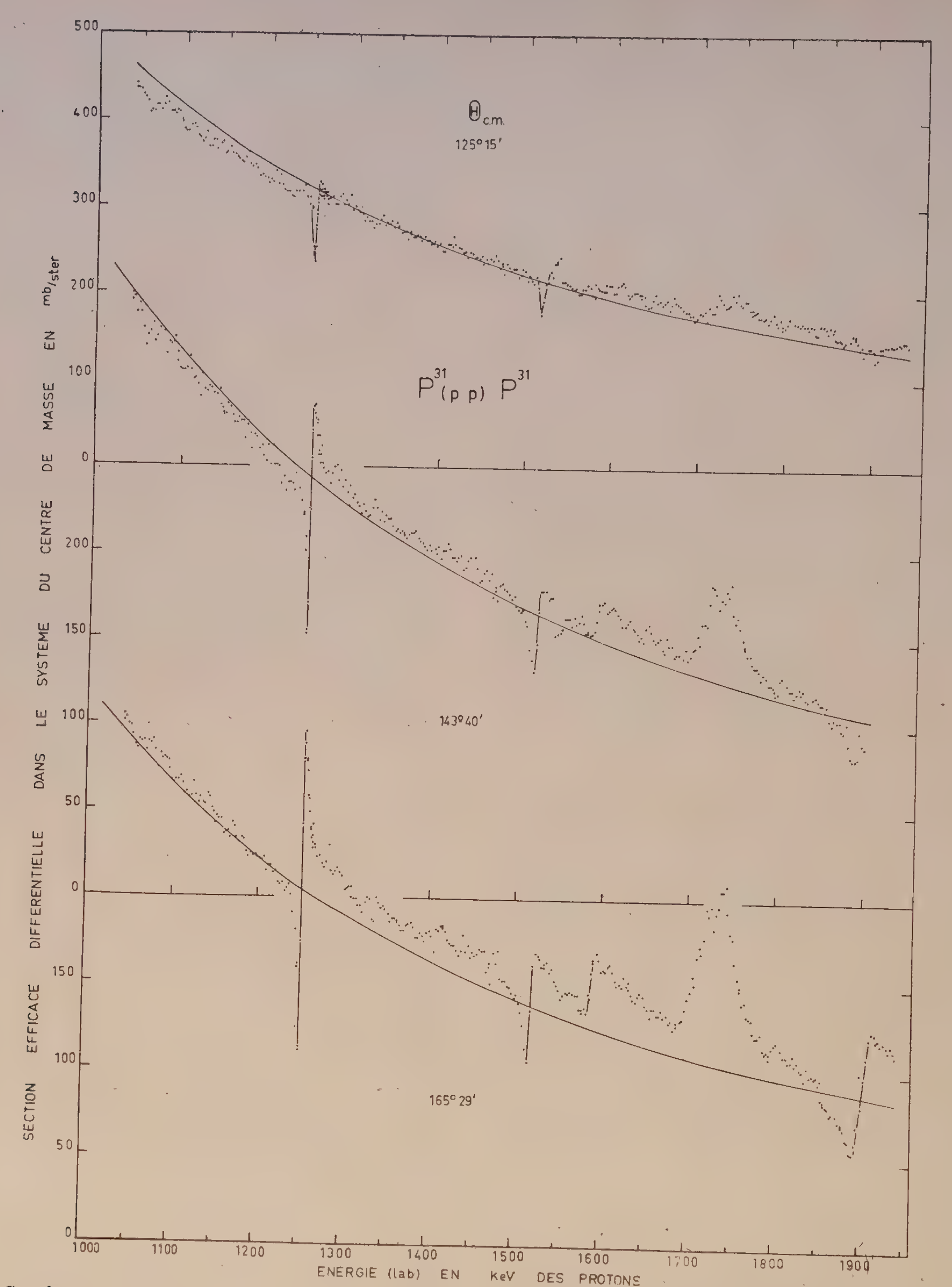


FIG. 5. — Courbes d'excitation de $^{31}P(p,p)^{31}P$. La courbe en trait continu représente la section efficace différentielle de Rutherford.

à la diffusion $^{40}A(pp)^{40}A$ pour l'énergie de 1 090 keV correspondant à une résonance $^{19}F(p\gamma)$.

3° **Résultats expérimentaux.** — Les deux courbes d'excitation $^{14}N(pp)^{14}N$ tracées pour $\theta_{CM} = 94°05'$, et 170° 43′ mettent en évidence quatre résonances.

Nous avons étudié chacune de ces résonances en mesurant des distributions angulaires et en traçant des courbes d'excitation pour de nombreux angles, dans le voisinage de ces résonances (*).

Les courbes d'excitation $^{40}A(pp)^{40}A$ tracées pour

(*) Ces résultats paraîtront ultérieurement.

$\theta_{CM} = 125° 16'$, $141° 50'$ et $166°$ font apparaître un ensemble de résonances très aiguës, pour des énergies des protons voisines de $E_{lab} = 1\,900$ keV. Dans cette région, nous faisons varier l'énergie du Van de Graaff par sauts de 0,5 keV.

Les courbes d'excitation $^{31}P(pp)^{31}P$ tracées pour $\theta_{CM} = 125° 15'$, $143° 40'$ et $165° 29'$ révèlent l'existence d'au moins 5 résonances. Dans toutes ces mesures, l'énergie de l'accélérateur varie par sauts inférieurs à 2,5 keV. Toutes les mesures ont été répétées plusieurs fois afin d'éliminer les erreurs fortuites. Une estimation des erreurs relatives affectant nos mesures est en cours.

Nous nous proposons d'analyser ces résultats afin d'étudier les niveaux excités de ^{15}O, ^{32}S et ^{41}K correspondant aux résonances que nous avons relevées, et en particulier de déterminer si possible le spin et la parité de ces niveaux.

BIBLIOGRAPHIE

[1] BOLMGREN, FRESER, LIKELY et FAMULARO, *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 210.
[2] HAGEDORN, MOZER, WEBB, FOWLER et LAURITSEN, *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 219.
[3] FERGUSON, CLARKE et GOVE, *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 1655.
[4] FERGUSON, *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 1660.
[5] GROVE et COOPER, *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 505.
[6] PAUL, GROVE, LITHERLAND et BARTHOLEMEW, *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1339.
[7] KERN et COCHRAN, *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 711.
[8] FREIER, FAMULARO, ZIPOY et LEIGH, *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 446.
[9] WALTER, MALAKHOV, SOROKIN et TARANOV, *Bull. Acad. Sc.* (U. R. S. S.), Série Physique, tome XXIII, n°, 7, 1959, pp. 856-848.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 597.

DIFFUSION ÉLASTIQUE DE DEUTERONS DE 11,85 MeV SUR Al, Si, P, S

Par G. DEMORTIER (*) et P. C. MACQ,
Centre de Physique Nucléaire, Université de Louvain, Belgique.

Résumé. — Nous avons mesuré les distributions angulaires des deutérons diffusés élastiquement sur ^{27}Al pour une énergie des deutérons de 11,85 MeV et sur ^{28}Si, ^{31}P et ^{32}S pour une énergie des deutérons de 11,5 MeV. La région angulaire étudiée se situe entre 15° et 152°5.

Abstract. — We measured the angular distributions of elastically scattered 11.85 MeV deuterons on ^{27}Al and of 11.5 MeV deuterons on ^{28}Si, ^{31}P and ^{31}S. These angular distributions were measured between 15° and 152°5.

Introduction. — La section efficace différentielle de diffusion élastique de deutérons par des noyaux légers a été mesurée à différentes énergies [voir bibliographie dans [1], [2], [3]].

Nous avons repris à 11,85 et 11,5 MeV la mesure de deux distributions angulaires déjà étudiées dans cette région d'énergie : ^{27}Al (11,15 MeV) et ^{32}S (10,95 MeV). Nos résultats sont en accord avec ceux de Takeda [1] pour ^{27}Al ; quant au ^{32}S (95 %), nous avons élucidé une anomalie apparaissant dans ses résultats.

Nous avons également mesuré la diffusion élastique de deutérons de 11,5 MeV par ^{28}Si (92 %) et ^{31}P.

Dispositif expérimental. — Le faisceau de deutérons de 11,85 MeV du cyclotron du Centre de Physique Nucléaire de l'Université de Louvain (*fig.* 1) est analysé par un aimant qui le défléchit de 55° à travers une série de collimateurs vers une chambre à réactions circulaire de 60 cm de diamètre (*fig.* 2).

Celle-ci possède un couvercle supérieur mobile autour de son axe. A ce couvercle sont fixés suivant un même rayon deux compteurs : le premier du type proportionnel à remplissage classique Argon-Méthane, le second un scintillateur CsI de 2 mm d'épaisseur monté sur photomultiplicateur RCA 6199. Les deutérons diffusés sur une cible placée dans l'axe de la chambre doivent, pour atteindre le scintillateur (compteur E) traverser la chambre proportionnelle (compteur ΔE) où ils y perdent une partie ΔE de leur énergie. Les signaux des deux compteurs en coïncidence servent de « verrou » au spectre sortant du CsI enregistré sur 200 canaux d'un analyseur RIDL. Un choix

(*) Boursier de l'I. I. S. N.

judicieux du niveau du discriminateur de la chaîne ΔE permet d'éliminer du spectre E une grande partie des protons de stripping ; à énergie égale ceux-ci donnent des impulsions plus faibles

Fig. 1. — Géométrie de l'expérience.

que les deutérons suivant la relation approchée $E(\Delta E) = K$. Masse.

Le moniteur, un scintillateur CsI monté sur photomultiplicateur RCA 6199, est fixé au couvercle inférieur de la chambre et est orienté vers la cible ; son axe fait un angle de 50° avec le faisceau incident de deutérons.

L'énergie des deutérons a été mesurée par la réaction (d, α) sur ^{12}C ; elle est de 11,85 MeV La résolution actuelle de l'analyseur est de 1,5 %, fente d'entrée largement ouverte. Cette mesure a été effectuée en plaçant une source monocinétique de particules α (Po : 5,3 MeV) à l'entrée de l'analyseur.

La résolution totale du système de détection est de l'ordre de 4 %.

Le niveau du discriminateur de la chaîne ΔE a été choisi tel que, à 40°, l'efficience du circuit de coïncidence soit 100 %. De ce fait, vers les plus grands angles, où l'énergie des deutérons devient plus petite et donc ΔE plus grand, cette efficience se conserve. Vers l'avant ($\theta < 40°$) nous avons travaillé sans le circuit de coïncidence.

Le repérage de l'angle $\theta = 0$ a été effectué par une mesure de diffusion par Au qui en-dessous de 20° est du type Rutherford pur.

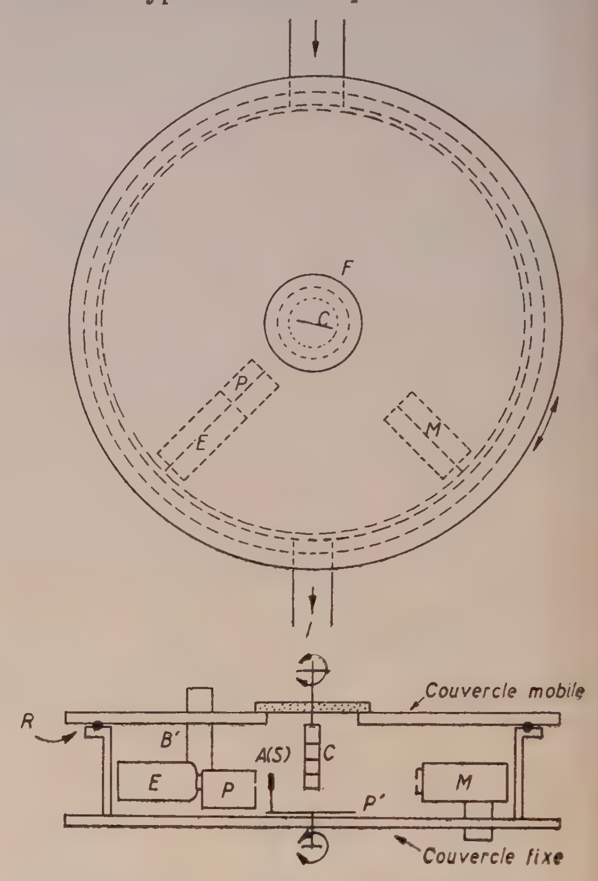


Fig. 2. — Chambre à réactions.

F : Fenêtre en lucite ; C : Cible solide ; P : Compteur proportionnel (ΔE) ; E : Compteur E ; M : Moniteur ; R : Roulement à billes ; A : Absorbeurs étalons ; S : Source étalon ; P : Plateau tournant.

Les cibles. — Les seules cibles solides utilisées sont des feuilles de ^{27}Al de type commercial de pureté 99,9 %. Dans les mesures vers l'avant ($\theta < 40°$), leur épaisseur était de 0,22 mg/cm², pour réduire le taux de comptage ; elle était de 1,35 mg/cm² pour $\theta > 40°$. Ces cibles solides sont fixes par rapport à l'axe du faisceau incident. Leur inclinaison par rapport à l'axe du faisceau a été changée pour diverses régions angulaires.

Pour les expériences sur ^{32}S, ^{31}P et ^{28}Si, nous avons utilisé des cibles gazeuses de D_2S, PD_3 et SiH_4.

Le gaz est contenu dans une chambre cylindrique de 10 cm de diamètre de bases en laiton et fermée latéralement par une feuille de mylar de 20 µ. La pression à l'intérieur est de l'ordre de 30 cm. Hg. Comme le moniteur est lui aussi axé

sur cette cible, une variation de pression ne doit faire l'objet d'aucune correction ; nous ne retenons en effet de son spectre que les deutérons diffusés élastiquement par l'élément étudié. Ainsi lors des expériences sur D_2S, nous avons constaté une

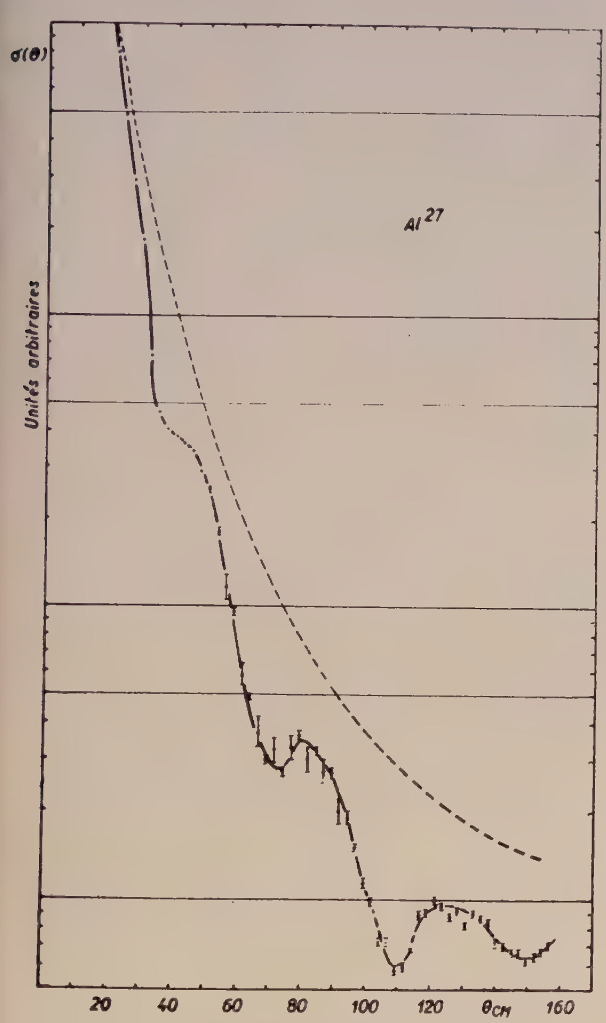


Fig. 3. — Diffusion élastique de deutérons de 11,85 MeV par ^{27}Al.

polymérisation du gaz sous l'effet des radiations.

La chambre à gaz est solidaire du dispositif $E.\Delta E$. La compteur ΔE regarde la chambre à travers un collimateur. Lors de la rotation, la fenêtre de mylar ne présente pas toujours la même surface au faisceau incident, ce qui augmente sa durée d'utilisation. Les deutérons réagissant dans la région utile ont une énergie de 11,5 MeV.

Résultats. — Le bruit de fond assez continu des protons de stripping et d'évaporation non éliminés par le dispositif à coïncidences a chaque fois été décompté. L'erreur statistique sur la mesure est au maximum de 3 %, mais nous avons évalué à 10 % l'erreur globale aux grands angles. Les mesures ont été effectuées de la façon suivante :

i) de 10° en 10°, de 15° à 145° ;
ii) de 10° en 10°, de 150° à 20° ;
iii) de 10° en 10°, de 22°5 à 152°5 ;
iv) de 10° en 10°, de 147°5 à 17°5.

La cohérence des résultats prouve la parfaite stabilité de l'électronique. Si certains points manquent dans une distribution, c'est que la contribution élastique ne se détachait pas assez clairement.

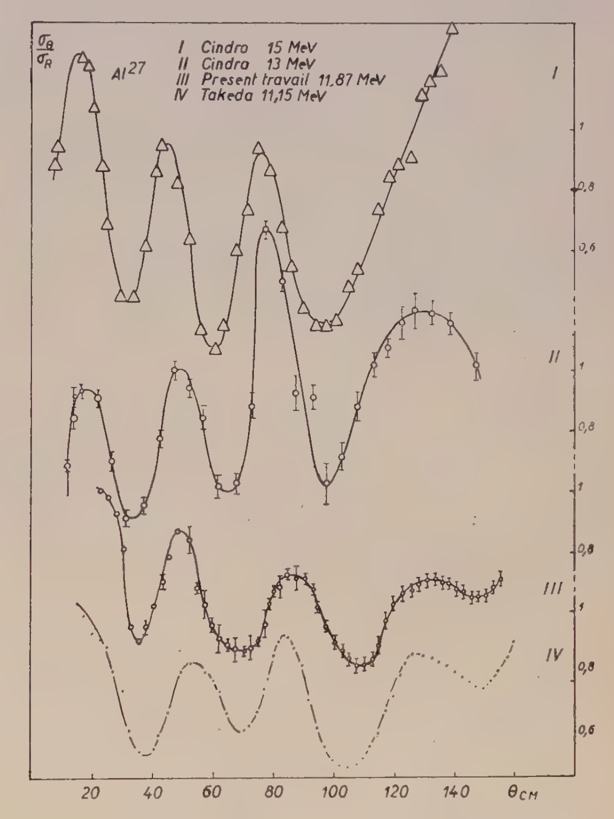


Fig. 4. — Comparaison des sections efficaces différentielles de ^{27}Al rapportées à la section efficace différentielle Rutherford à 15 MeV, 13 MeV, 11,85 (écrit par erreur 11,87) MeV et 11,15 MeV.

^{27}Al (*fig.* 3 *et* 4). — Nos résultats sont en parfait accord avec ceux de Takeda [1] obtenus avec des deutérons de 11,15 MeV et comparables à ceux de Cindro [3] à 13 et 15 MeV (*fig.* 4).

^{28}Si *et* ^{31}P. — Les résultats sont donnés aux figures 5 à 8. La diffusion élastique de deutérons par ces éléments n'avait pas été étudiée jusqu'à ce jour.

^{32}S (*fig.* 9 *et* 10). — Nos résultats sont en accord avec ceux de Takeda sauf dans la région de 55° à 80° qui comportait d'ailleurs une anomalie [1].

Conclusions. — Tout en soulignant la ressemblance des distributions étudiées, et la forte diffu-

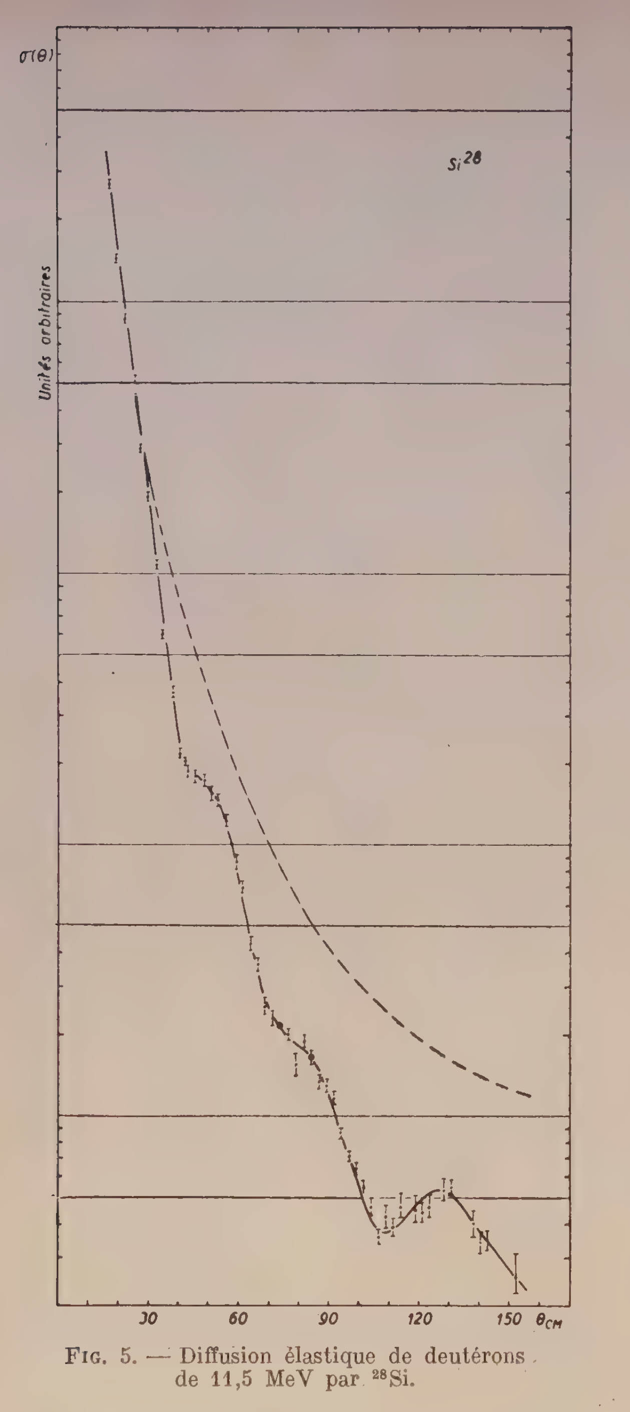


FIG. 5. — Diffusion élastique de deutérons de 11,5 MeV par [28]Si.

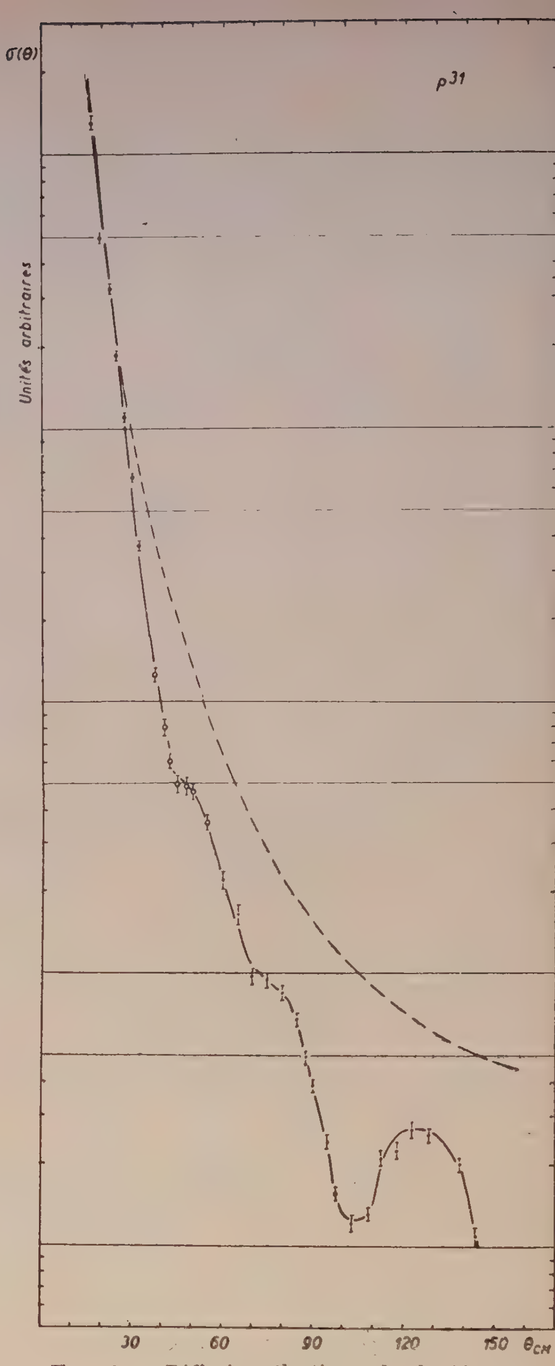


FIG. 7. — Diffusion élastique de deutérons de 11,5 MeV par [31]P.

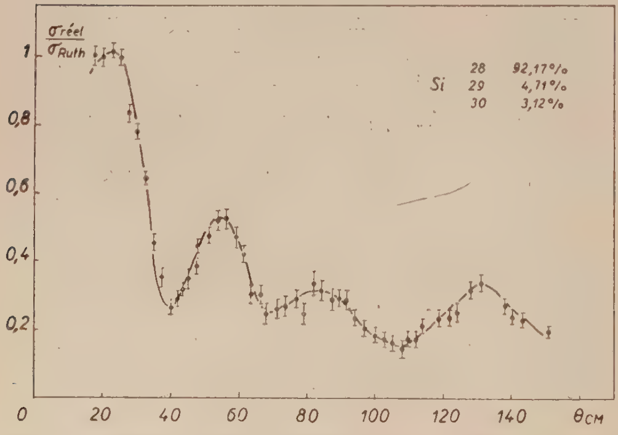


FIG. 6. — Section efficace différentielle de [28]Si rapportée à la section efficace différentielle Rutherford à 11,5 MeV.

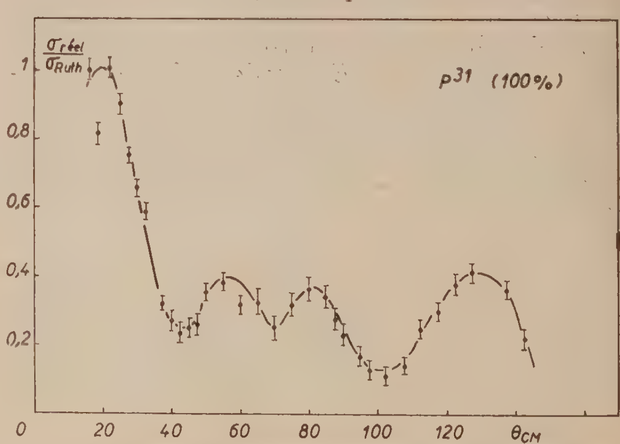


FIG. 8. — Section efficace différentielle de [31]P rapportée à la section efficace différentielle Rutherford à 11,5 MeV.

sion aux angles arrière, nous ne désirons donner aucun commentaire sur l'acceptabilité des diverses théories développées jusqu'à présent ; on en trouvera les références dans les articles cités ici.

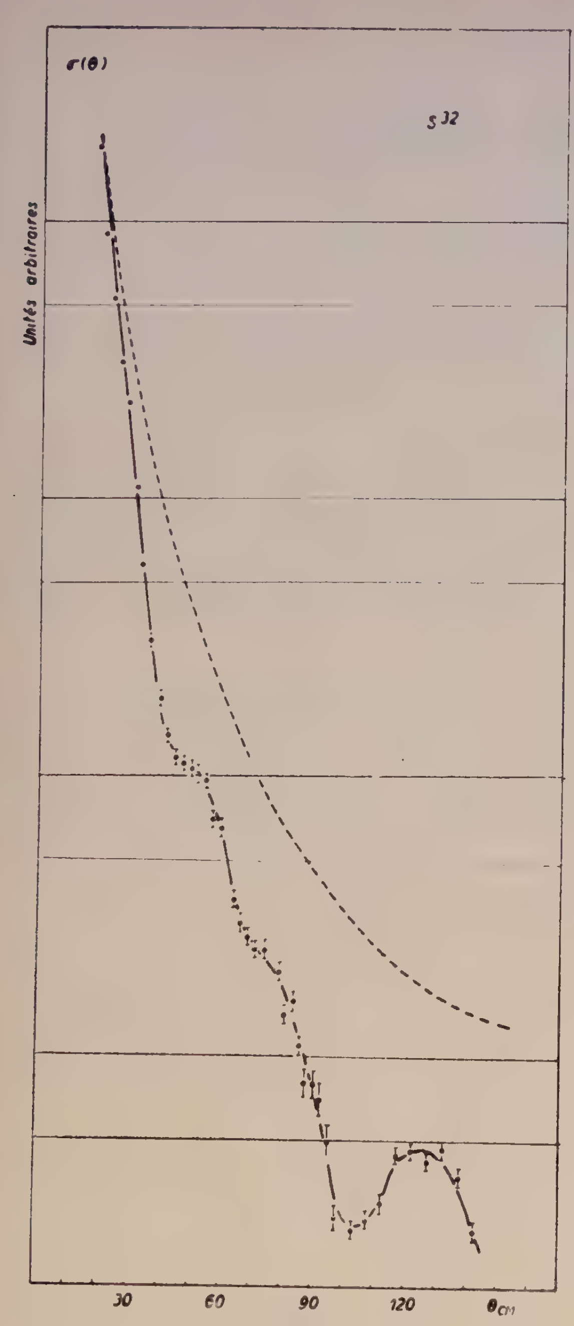


FIG. 9. — Diffusion élastique de deutérons de 11,5 MeV par ^{32}S.

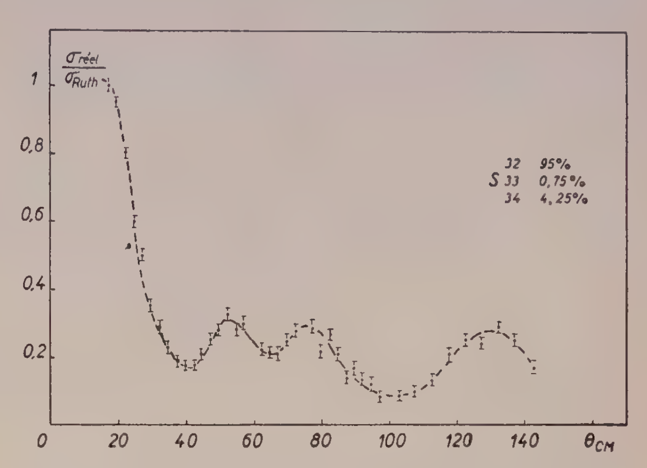


FIG. 10. — Section efficace différentielle de ^{32}S rapportée à la section efficace différentielle Rutherford à 11,5 MeV.

Remerciements. — Nous tenons à remercier M. le Professeur M. de Hemptinne pour l'intérêt qu'il a porté à ces travaux et l'I. I. S. N. qui a subsidié ces recherches. Nos remerciements vont au personnel du cyclotron, qui a assuré le fonctionnement de l'accélérateur et à Mme M. Germain-Lefèvre pour la préparation des cibles gazeuses.

BIBLIOGRAPHIE

[1] TAKEDA (M.), *J. Phys. Soc.*, Japan, 1960, **15**, 557.
[2] JAHR (R.), MULLER (K. P.), OSWALD (W.) et SCHMIDT-ROHR (U.), *Z. Physik*, 1961, **161**, 559.
[3] CINDRO (N.) et WALL (N. S.), *Phys. Rev.*, 1960, **119**, 1340. CINDRO (N.), CERINEO (M.) et STRZALKOWSKI (A.), *Nucl. Physics*, 1960, **21**, 38.

MESURE DE QUELQUES SECTIONS EFFICACES (n, α) DANS L'INTERVALLE DES ÉNERGIES DES NEUTRONS 12 A 19,6 MeV

Par MM. M. BORMANN, S. CIERJACKS, R. LANGKAU, H. NEUERT et H. POLLEHN,
I. Institut für Experimentalphysik, Universitat, Hamburg.

Résumé. — Les sections efficaces ont été mesurées pour les réactions ^{27}Al(n, α)^{24}Na, ^{51}V(n, α)^{48}Sc, ^{59}Co(n, α)^{56}Mn et ^{59}Co(n, 2n)^{58}Co dans le domaine des énergies des neutrons de 12 à 19,6 MeV.

Abstract. — Cross sections for the reaction ^{27}Al(n, α)^{24}Na, ^{51}V(n, α)^{48}Sc, ^{59}Co(n, α)^{56}Mn and ^{59}Co(n, 2n)^{58}Co were measured for neutron energies betwwen 12 and 19.6 MeV using neutrons of the D(T, n)α-reaction at E_D = 3 MeV.

Pendant les années dernières un grand nombre de sections efficaces ont été mesurées pour les réactions des neutrons de 14 MeV, à partir de la réaction d(T, α)n. Mais ce n'est que dans l'année passée que l'on a étudié les sections efficaces en fonction de l'énergie des neutrons, abstraction faite de quelques premières études sur ce sujet ((n, p) et (n, 2n)) par Cohen et White par ex., en 1956 [1]. Très récemment Bayhurst et Prestwood de Los Alamos [2] et Mani, McCallum et Ferguson de Harwell [3] ont fait des études de quelques réactions (n, p), (n, α) et (n, 2n). La méthode utilisée est la méthode d'activation. En général, le domaine des énergies de neutrons s'étend dans ces essais de 12 à 20 MeV.

Fig. 1.

Dans notre institut, nous avons accéléré des deutons par un accélérateur Van de Graaff de 3 MeV et profité de la dépendance de l'énergie des neutrons émis de la réaction D(T, α)n de l'angle d'émission. Des quantités de substances identiques furent irradiées par des neutrons d'énergies de 19,6 ; 18,7 ; 18,0 ; 17,1 ; 16,1 ; 15,2 ; 14,10 ; 13,15 et 12,6 ± 0,3 MeV.

Les radioactivités produites dans les réactions suivantes furent mesurées à l'aide d'un scintillateur NaI du type « well counter » en observant des pics photoélectriques qui sont caractéristiques de la substance radioactive. L'efficacité de notre compteur avait été contrôlée dans des études antérieures donnant des résultats en accord avec les calculs [4]. Les spectres des rayons γ furent observés à l'aide d'un analysateur à cent canaux.

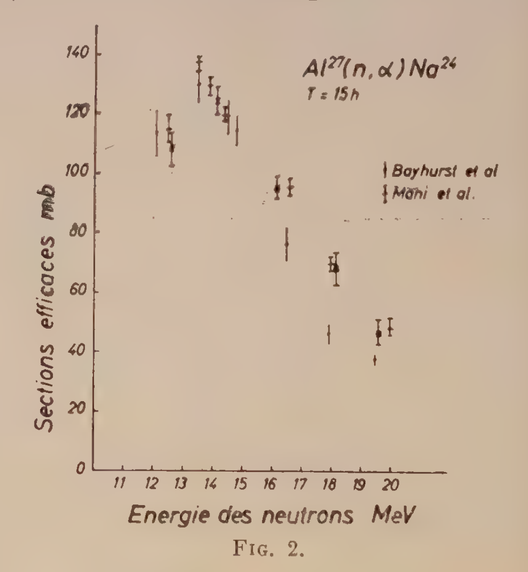


Fig. 2.

Les sections efficaces furent ajustées aux valeurs bien connues pour l'énergie des neutrons de 14 MeV. En plus l'intensité totale et l'intensité instantanée des neutrons pendant l'irradiation fut contrôlée par un compteur Li^{6}I(Eu) et par un long compteur.

1. Pour la réaction ^{27}Al(n, α)^{24}Na rendant l'acti-

vité bien connue de $T = 15$ h, la raie très intense de 1,368 MeV est caractéristique, comme l'on voit dans la figure 1 (bruit de fond soustrait). Concernant la section efficace de cette réaction dans l'intervalle des énergies 12 à 20 MeV plusieurs publications ont été faites récemment [2, 3, 5]. Pour cette raison cette réaction est très indiquée pour vérifier la géométrie et la méthode de mesure

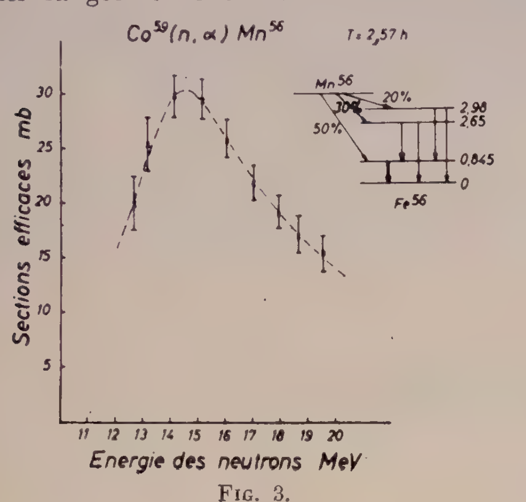


Fig. 3.

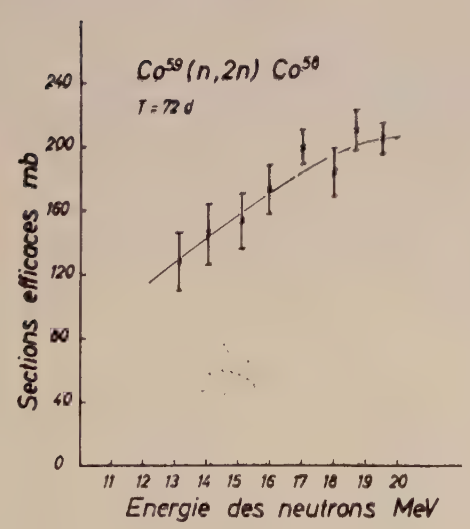


Fig. 4. — Les sections efficaces doivent être multipliées par un facteur 4,3.

(*fig.* 2) montre les résultats obtenus ici comparés aux résultats trouvés à Los Alamos [2] et Harwell [3]. L'accord est suffisant, sauf aux grandes énergies. On obtient un maximum de la section efficace à 13,5 MeV environ.

2. L'activité produite dans la réaction $^{59}Co(n, \alpha)$ est celle de ^{56}Mn ($T = 2,57$ h), qui est aisément mesurée utilisant la raie γ à 0,845 MeV. Le résultat des mesures est donné dans la figure 3. On obtient un maximum de la section efficace à 15 MeV et une forte décroissance pour les énergies de neutrons élevées.

3. Le résultat pour la réaction concurrente $^{59}Co(n, 2n)^{58}Co$, qui produit une activité de $T = 72$ j, donne (*fig.* 4) des sections efficaces qui augmentent avec l'énergie des neutrons dans tout l'intervalle étudiée (¹).

4. Les raies γ prépondérants du ^{48}Sc ($T = 44$ h) à partir de la réaction $^{51}V(n, \alpha)^{48}Sc$ sont montrées

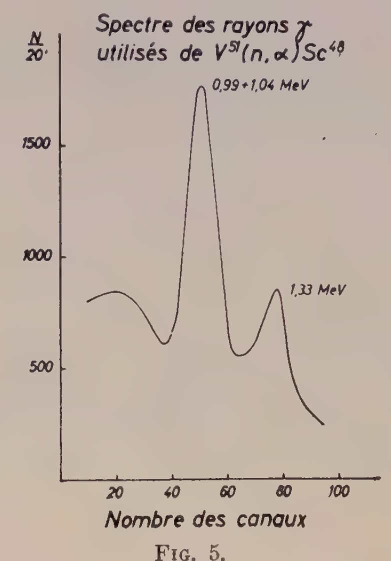


Fig. 5.

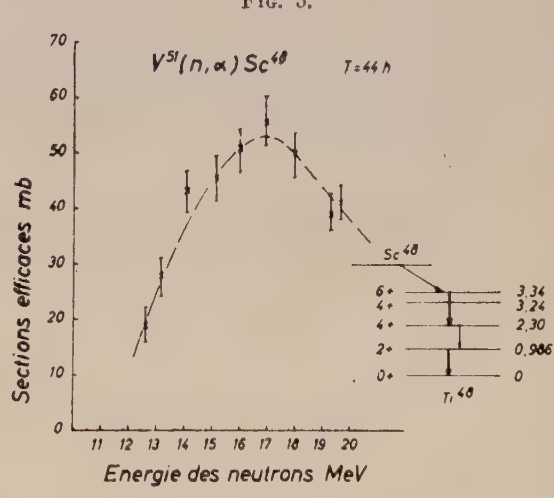


Fig. 6.

sur la figure 5. La section efficace croît avec l'énergie (*fig.* 6) jusqu'à un maximum à $E_n = 17$ MeV et alors décroît fortement.

En étudiant l'activité produite dans le vanadium nous avons observé en plus une activité de $T = 3,4$ j à l'aide d'un pic à 160 keV. Il s'agit évidemment du ^{47}Sc produit dans la réaction $^{51}V(n, n\alpha)^{47}Sc$. La section efficace de cette réaction augmente avec l'énergie à une valeur de 13 mb environ à 19,6 MeV.

(¹) Nos résultats correspondent à 145 mb pour $E_n = 145$ mb [6]. Des mesures récentes, qui ont donné 630 mb ± 10 %, obligent à les corriger.

La dépendance des sections efficaces trouvées ici et ailleurs [1, 3, 5] n'a pas encore pu être expliquée en détail par la théorie. Évidemment le phénomène est très complexe, car il y intervient des processus d'évaporation nucléaire et des processus directs, et en général l'on n'en connaît pas les valeurs relatives. En plus il faudrait discuter toutes les réactions (n, p), (n, α), etc. ensemble. Mais, pour le faire, il nous manque encore d'autres résultats expérimentaux.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cohen (A.) et White (P. H.), *Nucl. Physics*, 1956, **1**, 73.
[2] Bayhurst (B. P.) et Prestwood (R. J.), LA-2493, 1961.
[3] Mani (G. S.), McCallum (G. J.) et Ferguson (A. T. G.), *Nucl. Physics*, 1960, **19**, 535.
[4] Peuckert (K.) et Pollehn (H.), Kernphysikalische Rundberichte, Karlsruhe, 1961.
[5] Kern (B. D.), Thompson (W. E.) et Ferguson (J. M.), *Nucl. Physics*, 1959, **10**, 226.
[6] Preiss (I. L.) et Fink (R. W.), *Nucl. Physics*, 1960, **15**, 326.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 604.

ÉTUDE PAR DÉTECTION DU RAYONNEMENT γ DES FONCTIONS D'EXCITATION DE RÉACTIONS PRODUITES PAR DES PROTONS DANS ^{51}V

Par Y. CASSAGNOU, J. M. F. JERONYMO, C. LEVI, L. PAPINEAU et D. STANOJEVIC,
C. E. N., Saclay.

Résumé. — La suite des niveaux de ^{51}Cr a été établie jusqu'à 3 MeV d'excitation, ainsi qu'un schéma partiel de désexcitation. Les fonctions d'excitation des rayonnements γ présentent une structure résonnante ; l'espacement moyen des niveaux de ^{52}Cr à 14,8 MeV d'excitation a été évalué à environ 1 keV. La section efficace totale ^{51}V(p, n)^{51}Cr à 4,26 MeV de protons a été trouvée égale à 220 ± 30 mb.

Abstract. — Levels up to 3 MeV excitation in ^{51}Cr are given and a partial disintegration scheme is obtained. The excitation functions of γ rays show a resonant structure. The mean level spacing of ^{52}Cr at 14.8 MeV excitation was found to be about 1 keV. Total ^{51}V(p, n)^{51}Cr cross section determination at 4.26 MeV proton energy gives 220 ± 30 mb.

Nous avons étudié, par détection du rayonnement γ, les fonctions d'excitation, de 1,5 MeV à 5 MeV, d'un certain nombre de réactions partielles ^{51}V(p, n)^{51}Cr aboutissant aux différents niveaux de ^{51}Cr.

En bombardant une cible de ^{51}V par des protons, nous pouvons observer le rayonnement γ provenant des 3 réactions suivantes : ^{51}V(p, p')^{51}V, ^{51}V(p, γ)^{52}Cr, ^{51}V(p, n)^{51}Cr.

Nous avons effectivement observé les rayonnements suivants :

— un rayonnement de 320 keV (1er niveau excité de ^{51}V) ;

— à basse énergie les rayonnements correspondant à la désexcitation des 2 premiers niveaux de ^{52}Cr, provenant de la réaction (p, γ) ;

— un spectre non résolu de γ de capture ;

— 9 rayonnements γ (0,75 ; 1,15 ; 1,35 ; 1,47 ; 1,56 ; 1,94 ; 2,4 ; 2,75 ; 2,9 MeV) provenant de la réaction (p, n) et correspondant à la transition directe des niveaux excités de ^{51}Cr au niveau fondamental.

Nous avons pu identifier ces rayonnements comme provenant de la réaction (p, n) par les seuils de réaction ; ils sont en bon accord avec les résultats antérieurs obtenus par détection des neutrons [1], [2] auxquels nous avons ajouté les 2 niveaux à 2,75 MeV et 2,9 MeV.

Nous ne séparons pas les rayonnements γ correspondant aux deux doublets de niveaux situés au voisinage de 2 MeV et de 2,4 MeV. Nous ne pouvons pas dire si cela est dû à notre résolution ou à l'absence de transition directe allant à l'état fondamental.

Nos cibles de vanadium étaient déposées sur une feuille d'or. Nous avons utilisé ce fait pour monitorer les courbes d'excitation par l'excitation coulombienne du niveau à 277 keV de ^{197}Au.

Nous avons effectué les mesures entre 1,5 et 3,5 MeV à l'aide d'une cible de 630 μg/cm^2 avec des

points espacés de 40 keV et de 3 MeV à 5,1 MeV à l'aide d'une cible de 470 μg/cm² en espaçant les points de 20 keV. Les photomultiplicateurs équipés de cristaux NaI de 44,45 mm × 50,8 mm étaient placés à 60° du faisceau incident.

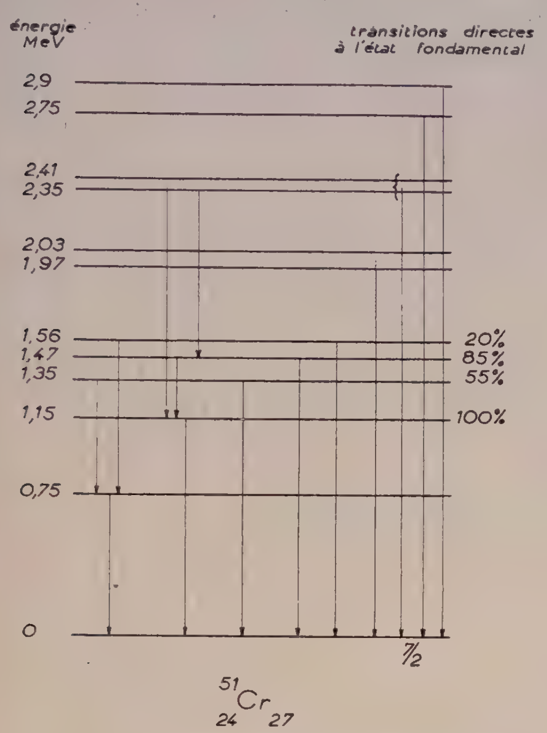


Fig. 1. — Schéma partiel de désexcitation.

Nous avons pu analyser les surfaces des pics correspondants à 8 rayonnements γ et en tracer les fonctions d'excitation. Les corrections de rendement ont été effectuées en supposant l'émission γ isotrope ce qui a été vérifié par la distribution angulaire des rayonnements de 750 keV, 1 150 keV, et de la somme du spectre.

Pour atteindre les fonctions d'excitation des réactions partielles $^{51}V(p, n)^{51}Cr^*$ il faut pouvoir corriger des cascades les rayonnements γ observés, donc établir le schéma de désexcitation des niveaux de ^{51}Cr. Pour ce faire, nous avons effectué des mesures de coïncidences γ — γ à un certain nombre d'énergies de protons. Nous avons pu effectuer ces mesures en utilisant un temps de machine raisonnable, et sans émettre aucune hypothèse préalable sur les cascades possibles, grâce à l'analyseur-enregistreur à bande magnétique à 2 fois 63 canaux.

Actuellement nous pouvons donner les renseignements sur ce schéma de désexcitation, portés sur la figure 1. Les cascades et les rapports d'embranchement sont établis jusqu'au niveau à 1 560 keV.

On peut remarquer que les niveaux à 1 560 et 1 470 keV cascadent l'un sur le 1er, l'autre sur le 2e niveau excité et qu'il n'y a pas de transition

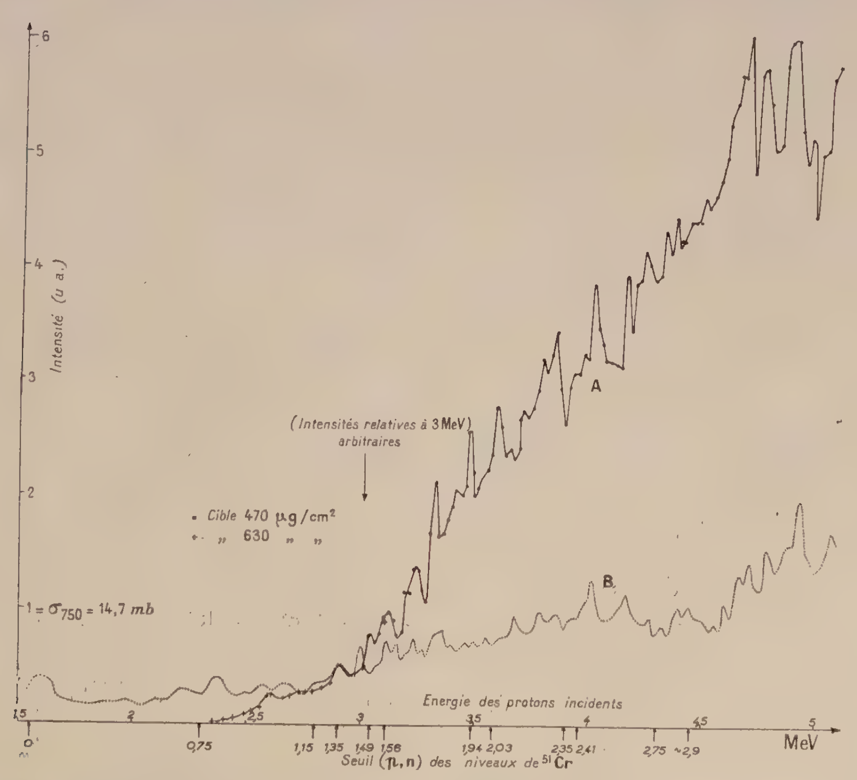


Fig. 2. — A : Réaction $^{51}V(p, n)^{51}Cr$. Fonction d'excitation du rayonnement γ de 750 keV.
B : Réaction $^{51}V(p, \gamma)^{52}Cr$. Fonction d'excitation de la somme du rayonnement γ détecté d'énergie ≥ 4,8 MeV.

entre le 2e et le 1er niveaux, ni entre les niveaux qui les alimentent. Il est possible que ce doublet se retrouve à $\sim$ 2 MeV et à $\sim$ 2,4 MeV et que nous soyons en présence de deux séries indépendantes de niveaux. Pour les niveaux supérieurs nous avons, pour l'instant seulement, l'indication des cascades les plus importantes, l'une par l'intermédiaire du niveau à 1 470 keV l'autre par celui de 1 150 keV, qui viennent de l'un des deux niveaux vers 2,4 MeV (sans doute du niveau à 2,35 MeV).

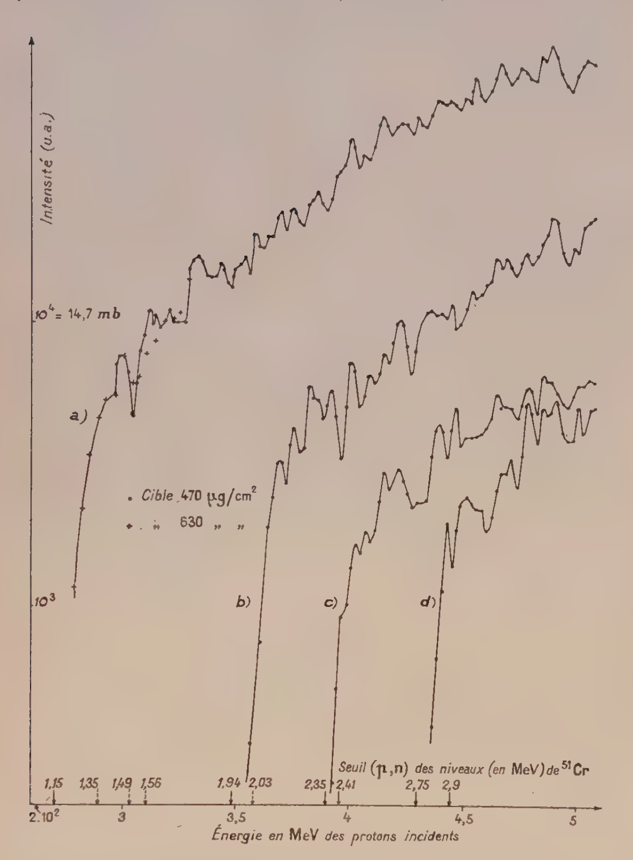


Fig. 3. — Fonctions d'excitation des rayonnements γ émis dans la réaction $^{51}V(p, n)^{51}Cr$.
E_γ MeV : $a = 1{,}15$; $b = 1{,}94$; $c = 2{,}4$; $d = 2{,}75$.

leur comparaison montre que cette structure doit être liée au noyau composé ^{52}Cr.

La figure 3 représente quatre autres fonctions d'excitation, celles des rayonnements de 1,15 MeV, 1,94 MeV, 2,4 MeV et 2,75 MeV ; on y voit l'identification à l'aide du seuil de production. Les accidents visibles sur toutes ces courbes ont une largeur de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la cible. Nos résultats concordent très bien avec la forme des courbes d'excitation obtenues en 1951 par Baker et al. [3] qui détectaient sans sélection d'énergie les neutrons d'une part, le rayonnement γ d'autre part. Malgré les précautions avec lesquelles les auteurs donnaient un espacement moyen de niveaux de $\sim$ 65 keV, ces « pics » ont été reportés comme résonances dans les compilations de niveaux. Un tel espacement de niveaux nous paraissait très grand étant donné l'énergie d'excitation atteinte

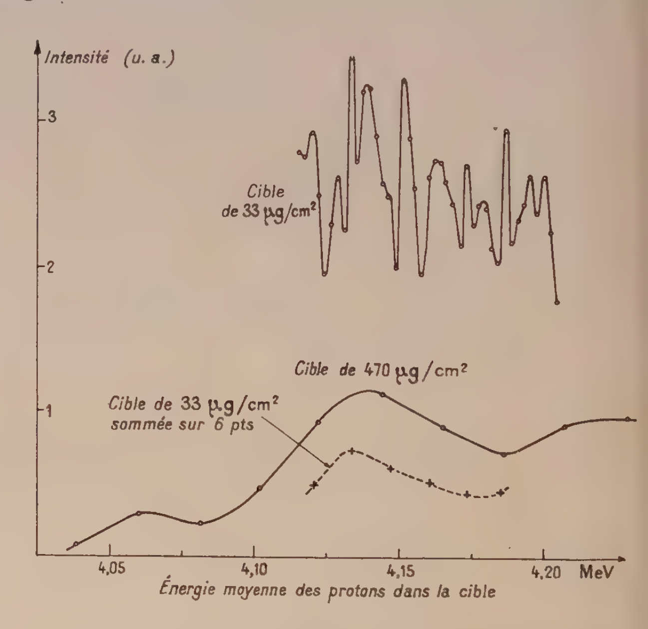


Fig. 4. — Réaction $^{51}V(p, n)^{51}Cr$.
Analyse fine d'une « bosse » de la courbe d'excitation du rayonnement γ de 1 150 keV.

Lorsque toutes les bandes magnétiques enregistrées seront lues, nous pensons pouvoir établir le schéma de désexcitation complet des 11 premiers niveaux de ^{51}Cr et atteindre les sections efficaces partielles de la réaction (p, n).

En attendant nous présentons donc seulement les fonctions d'excitation des rayonnements γ.

La figure 2 représente une fonction d'excitation typique, celle du rayonnement γ de 750 keV (provenant essentiellement du premier état excité), la courbe en pointillé représente la fonction d'excitation du rayonnement γ d'énergie $\geqslant$ 4,8 MeV provenant de la réaction $^{51}V(p, \gamma)^{52}Cr$. Ces deux courbes ont une structure résonnante très marquée ;

dans le noyau composé $^{52}_{24}Cr_{28}$ (énergie de séparation du proton 10,5 MeV), même si on tient compte de la couche fermée de neutrons.

Nous avons analysé un de ces « pics » (E_p = 4,15 MeV) avec une cible de 33 µg/cm² (2,3 keV) en faisant des mesures tous les 2,2 keV. Les résultats de la figure 4 montrent clairement une structure plus fine ; on voit par comparaison la fraction de courbe correspondante obtenue avec la cible de 470 µg/cm² (32,7 keV) et en pointillé la reconstitution d'une courbe cible épaisse.

Notre résolution (2,8 keV) est insuffisante pour déterminer avec précision le nombre de résonances isolées. Nous pouvons dire que l'espacement moyen

des niveaux de ^{52}Cr autour de 14,8 MeV d'excitation est inférieur à 6 keV et sans doute compris entre 1 et 6 keV. L'ordre de grandeur de l'espacement des niveaux semble parfaitement compatible avec la valeur d'environ 1 keV calculée à partir de la formule de Newton [4] tenant compte des effets de couches.

Enfin nous avons pu déterminer pour $E_p = 4,26$ MeV la section efficace totale ^{51}V(p, n)^{51}Cr en utilisant le rapport des sections efficaces du 2e état excité et de l'état fondamental obtenu par temps de vol de neutrons (2). Notre valeur de 220 $\pm$ 30 mb est en bon accord avec celle de 210 $\pm$ 30 mb obtenue par Taketani et Alford [5].

BIBLIOGRAPHIE

[1] Fergusson (A. T. G.) et Paul (E. B.), *Nuclear Physics*, 1959, **12**, 426.
[2] Ballini (R.) et al., *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **251**, 947.
[3] Baker (W. D.) et al., *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 46.
[4] Newton (T. D.), *Canad. J. Phys.*, 1956, **34**, 804.
[5] Taketani (H.) et Parker Alford (W.), N. Y. O. 9087, 1960.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 607.

EXCITATION DU DEUXIÈME NIVEAU DES ^{64}Zn ^{66}Zn ET ^{68}Zn PAR DIFFUSION INÉLASTIQUE DE PARTICULES α

C. E. N., Saclay.

Par R. CHAMINADE, M. CRUT, H. FARAGGI, D. GARRETA, J. SAUDINOS et J. THIRION,

Résumé. — Une étude des distributions angulaires des particules α excitant le deuxième niveau 2+ des isotopes ^{64}Zn, ^{66}Zn, ^{68}Zn a été entreprise à l'aide du faisceau de particules α de 43 MeV du cyclotron de Saclay. La comparaison de ces distributions angulaires avec celles des particules α diffusées élastiquement montre que pour ^{64}Zn et ^{66}Zn la transition (0+ $\to$ 2+) n'est pas directe, mais doit être interprétée comme une double excitation. Pour ^{68}Zn les deux processus (direct et double excitation) sont compétitifs.

Abstract. — A study of the angular distributions of alpha particles exciting the second 2+ state of ^{64}Zn, ^{66}Zn, ^{68}Zn was made, using the 43 MeV alpha particle beam of the Saclay cyclotron. Comparison with the elastic angular distributions shows that in the cases of ^{64}Zn and ^{66}Zn the transition (0+ $\to$ 2+) is not direct, but should be interpreted as a double excitation process. For ^{68}Zn the two processes (direct and double excitation) compete.

Dans des études préalables [1] il a été montré que, lors de la diffusion inélastique de particules alpha de moyenne énergie, les niveaux de type collectif étaient préférentiellement excités. Les distributions angulaires des alpha diffusés inélastiquement excitant ces niveaux, présentent des oscillations dont les propriétés sont les suivantes :

1. Dans le cas où l'excitation du niveau est à un phonon, les formules de la théorie de la diffusion inélastique diffractionnelle de Blair sont applicables [1]. (Diffusion par une sphère noire de rayon $R = R_0\left(1 + \sum_{lm} \alpha_{lm} Y_{lm}\right)$.

La section efficace différentielle est alors représentée comme une somme de carrés de fonctions de Bessel d'ordre pair pour l'excitation d'un niveau de parité + et d'ordre impair pour l'excitation d'un niveau de parité —, l'argument intervenant dans ces fonctions étant le même que celui intervenant dans $d\sigma/d\Omega = |J_1(2kR \sin \theta/2)/2kR \sin \theta/2|^2$, section efficace différentielle élastique.

La parité du niveau excité se déduit immédiatement des propriétés des fonctions de Bessel. Si les oscillations de la distribution angulaire associée sont en phase avec celles de la distribution angulaire des alpha diffusés élastiquement, le niveau est de parité —, si au contraire il y a opposition de phase, le niveau est de parité +.

Ceci est bien vérifié pour tous les premiers niveaux 2+ ou 3— étudiés jusqu'à présent.

2. Dans une étude récente de l'excitation du niveau 4+ à 2,5 MeV du ^{58}Ni et à 2 MeV du ^{56}Fe, on constate que les oscillations des distributions angulaires associées à ces niveaux sont en phase avec celles de la distribution élastique [2], en contradiction avec ce que prévoit l'application directe de la théorie de Blair précédente. Or, dans le modèle vibrationnel, ces niveaux 4+ seraient dus à une excitation à deux phonons, et la section efficace différentielle calculée par la méthode du paragraphe précédent n'est plus applicable.

Que l'on calcule la section efficace différentielle, soit dans l'hypothèse de l'interaction directe avec approximation de Born, comme le font Lemmer et Wall [3], ou que l'on utilise le modèle de Blair en faisant intervenir les processus du second ordre [4] (ou double excitation), le calcul montre que, pour la transition $0+ \rightarrow 4+$ par double excitation, les termes prépondérants de la section différentielle sont donnés par des fonctions de Bessel d'ordre impair, rendant compte de la contradiction apparente du niveau $4+$ du ^{56}Fe. D'après Blair, tandis que la section efficace d'excitation directe est proportionnelle à $|< 0|\alpha_4|f >|^2 \simeq B(E_4\,;\,0 \rightarrow 4)$, celle de double excitation est proportionnelle à $|< 0|\alpha_2|i >|^4 \simeq |B(E_2\,;\,0 \rightarrow 2)|^2$ où $< 0|,|i >$ et $f| >$ sont respectivement le fondamental, le niveau intermédiaire (1er $2+$) et le niveau final ($4+$). Le terme dû à la double excitation est alors prépondérant $B(E_4)$ étant $\ll B(E_2)^2$.

3. Dans le cas de l'excitation d'un deuxième $2+$ ($2'$) à deux phonons on aura comme dans le cas précédent $(d\sigma/d\Omega)$ direct proportionnelle à $|< 0|\alpha_2'|f >|^2 \simeq B(E_2\,;\,2' \rightarrow 0)$ et $(d\sigma/d\Omega)$ double excitation proportionnelle à

$$|< 0|\alpha_2|i >|^4 \simeq |B(E_2\,;\,2 \rightarrow 0)|^2.$$

Le $B(E_2\,;\,2' \rightarrow 0)$ est souvent très petit (nul dans le cas d'un spectre de vibrations pour des niveaux à deux phonons) et la contribution du second ordre faisant intervenir $|B(E_2\,;\,2 \rightarrow 0)|^2$ qui

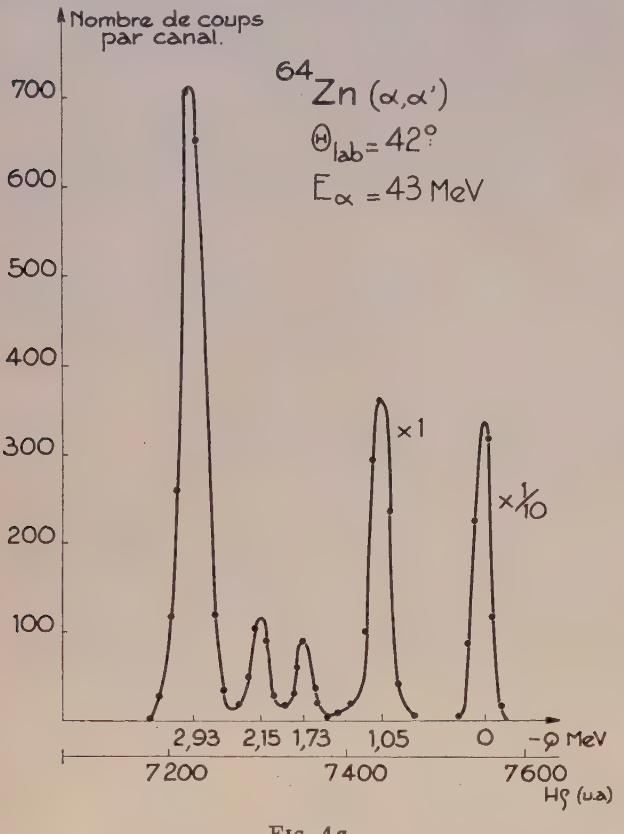


FIG. 1*a*.

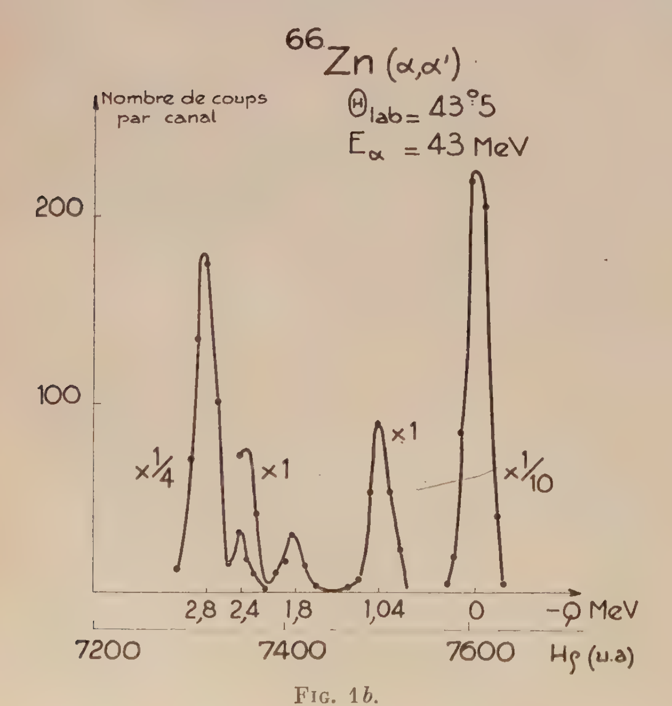


FIG. 1*b*.

FIG. 1*c*.

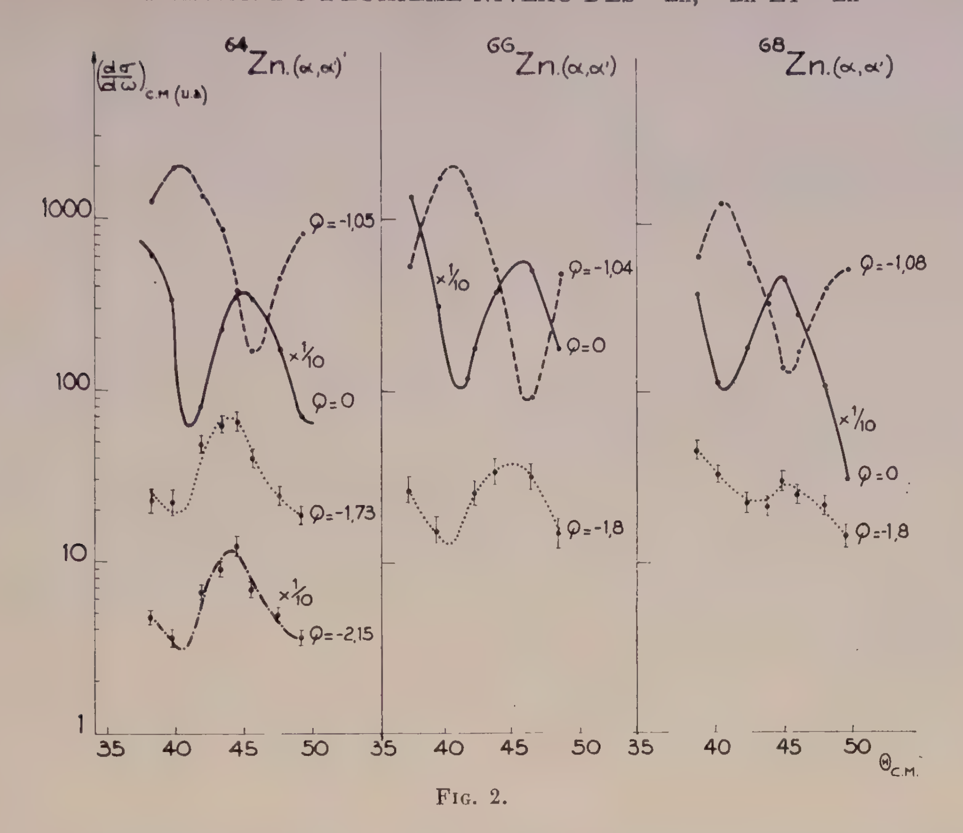


Fig. 2.

a une valeur élevée, peut alors devenir prépondérante.

Si la double excitation conduit à des oscillations de la distribution angulaire en phase avec celle des alpha diffusés élastiquement, tandis que l'excitation directe conduit à des oscillations en opposition de phase, on s'attend à ce que la forme, et en particulier l'amplitude des oscillations de la distribution angulaire expérimentale, dépendent du rapport :

$$\frac{B(E_2\,;\,2' \to 2)}{B(E_2\,;\,2' \to 0)}.$$

C'est dans le but d'étudier cette variation de la forme des distributions angulaires associées aux deuxièmes niveaux 2+ que nous avons choisi les 3 isotopes 64, 66 et 68 du zinc dont les rapports

$\frac{B(E_2\,;\,2' \to 2)}{B(E_2\,;\,2' \to 0)}$ sont respectivement 160, > 1 300 et 50 [5].

Le faisceau incident est le faisceau de particules alpha de 43 MeV du cyclotron de Saclay. Le dispositif expérimental de détection, aimant analyseur associé à un dodécacompteur est décrit ailleurs et donne une résolution en énergie de 0,65 % [6].

La figure 1 donne un exemple des spectres énergétiques des particules alpha émises. La figure 2 donne les distributions angulaires des alpha associés aux différents niveaux. Outre les distributions angulaires des alpha élastiques et de celles associées au premier 2+, on a les distributions des alpha associés au niveau vers 1,8 MeV. On constate, dans le cas des deux isotopes ^{66}Zn, ^{64}Zn où le phénomène le plus important serait la double excitation, que les oscillations des courbes correspondant au 2e niveau 2+ sont en phase avec celles de l'élastique et de grande amplitude. Au contraire, dans le cas de ^{68}Zn, où la transition directe est permise, les oscillations ont presque totalement disparu.

Il semble donc que, dans le cas d'un deuxième niveau 2+ comme dans le cas d'un 4+, la double excitation existe et que de l'analyse des distributions angulaires, il soit possible de tirer des propriétés des niveaux de vibration qui se relient au rapport :

$$\frac{B(E_2\,;\,2' \to 2)}{B(E_2\,;\,2' \to 0)}.$$

BIBLIOGRAPHIE

[1] Blair (J. S.), *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 928.
[2] Beurtey (R.), Catillon (P.), Chaminade (R.), Crut (M.), Faraggi (H.), Papineau (A.), Saudinos (J.) et Thirion (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1961, **252**, 1756.
[3] Wall (N. S.), Communication privée.
[4] Blair (J. S.), Communication privée.
[5] Van Patter, *Nuclear Physics*, 1959, **14**, 42.
[6] Chaminade (R.), Cros (M.), Papineau (A.) et Saudinos (J.), *Nuclear Instr.* (à paraître).

DIFFUSION ÉLASTIQUE DES NUCLÉONS PAR DES NOYAUX LÉGERS (D, He, C) ET COMPARAISON AVEC LA DIFFUSION NUCLÉON-NUCLÉON

Par RICHARD WILSON,
Harvard University.

Résumé. — L'approximation d'impulsion permet d'exprimer l'amplitude de diffusion pour le cas des nucléons diffusés par des noyaux légers en termes d'éléments de matrice de diffusion nucléon-nucléon et des facteurs de forme nucléaires.

Les données expérimentales rassemblées ces dernières années au Cyclotron de l'Université de Harvard et ailleurs, au sujet de la diffusion élastique par D, He et C aux petits angles, s'avèrent être en accord avec cette théorie. Le rayon nucléaire trouvé par diffusion aux petits angles des nucléons diffère, selon que l'on considère la partie réelle, imaginaire et de couplage spin-orbite ; il est plus grand que celui trouvé par diffusion des électrons. L'accroissement est dû à la portée des forces nucléaires ainsi que le montre la matrice de diffusion nucléon-nucléon.

Abstract. — The impulse approximation enables the scattering amplitude for the scattering of nucleons by light nuclei to the expressed in terms of the nucleon-nucleon scattering matrix and the nuclear form factors.

Experimental data gathered in the last few years on the Harvard University Cyclotron and elsewhere for the elastic scattering off D, He and C at small angles is shown to be in accord with these predictions. The nuclear radius found by small angle nucleon scattering is different for the real, imaginary and spin-orbit, parts of the scattering and is larger than that found in electron scattering. The increase is due to the range of nuclear forces as exhibited in the nucleon-nucleon scattering matrix.

Nous nous proposons de faire le point sur l'état actuel de l'accord entre les résultats expérimentaux de diffusion de nucléons par des noyaux légers et ce qui permet de prévoir la théorie des amplitudes de diffusion nucléon-nucléon.

Les incertitudes encore existantes nous suggèreront quelques expériences de diffusion par des noyaux légers susceptibles de nous renseigner sur l'interaction nucléon-nucléon et sur certain points de physique nucléaire : corrélation entre deux nucléons, distribution de la charge dans les nucléons et autres questions connexes.

Les expériences sont nombreuses. Nous étudierons en particulier celles-ci : diffusion de neutrons de 350 MeV sur C à Liverpool [1] ; diffusion de protons de 310 MeV sur He et C à Berkeley [2] ; diffusion de protons de 145 MeV sur He, Be, C et d'autres noyaux par les groupes de Harvard et de Harwell [3] ; diffusion de neutrons de 135 MeV sur C par un groupe d'Oxford [4].

Les fondements théoriques de cette étude sont le mieux résumés dans [5], mais nous ferons également appel à certaines considérations plus récentes de [6].

Écrivons l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon sous la forme familière de Wolfenstein :

$$M(q) = A(q) + B(q)\,\sigma_{1n}\,\sigma_{2n} + C(q)\,(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + E(q)\,\sigma_{1p}\,\sigma_{2p} + F(q)\,\sigma_{1q}\,\sigma_{2q} \quad (1)$$

où q est le transfert de quantité de mouvement, et $\sigma_{in} = \boldsymbol{\sigma}_i . n$, produit scalaire du spin de la particule i avec le vecteur perpendiculaire au plan de la diffusion.

En principe nous nous plaçons dans le système du centre de gravité des deux nucléons.

Dans l'approximation de l'impulsion, et négligeant le mouvement des nucléons heurtés, la diffusion multiple et la corrélation nucléaire, l'amplitude dans le laboratoire, pour la diffusion par un noyau peut s'écrire en sommant, dans le laboratoire, les amplitudes de tous les nucléons heurtés. S'il y a autant de protons que de neutrons alors :

$$M(q) = \frac{k_{\text{lab}}}{k_{CM}} Z[M^{PP}(q) + M^{PN}(q)]\,F(q). \quad (2)$$

Les amplitudes PP et PN s'expriment en fonction des amplitudes de spin isotopique $T = 0$ et $T = 1$, en supposant l'indépendance de charge. Le spin du noyau entraîne une limitation sur l'amplitude de diffusion. Pour un spin nul, les termes B, E et F disparaissent et nous écrivons :

$$M(q) = Z\frac{k_{\text{lab}}}{k_{CM}}[\bar{A}(q) + \boldsymbol{\sigma}.\,n\,\bar{C}(q)]\,F(q) = G(q) + \boldsymbol{\sigma}.\,nH(q) \quad (3)$$

$$\text{avec } \bar{A} = \frac{3}{4}A(T=1) + \frac{1}{4}A(T=0)$$

($\bar{A}$ = valeur moyenne de A).

$F^2(q)$ est le facteur de forme nucléaire qui peut se déduire du facteur de forme de diffusion élas-

tique d'électrons $F^2(q)$ à partir de la relation, écrite en supposant que neutrons et protons ont le même rayon :

$$F_e^2(q) = F_{ep}^2(q)\, F^2(q) \tag{5}$$

La section efficace est donnée par :

$$\sigma(\theta) = G^2(q) + H(q)^2 \tag{6}$$

$$[G^2 + H^2]\, P(\theta) = 2 Re\, GH \;(G^* = \text{complexe conjugué de } G)$$

$$= 2 \left\{ Re\, \bar{G} Re\, \bar{H} - Im G\, Im H \right\}$$

$$(G^2 + H^2)\,[1 - R(\theta)] = 2H^2.$$

Les erreurs proviennent d'abord d'une évaluation incorrecte de G et H. Les déphasages dus à $T = 1$ sont prédominants, ce qui est heureux car ils sont maintenant bien connus à partir de l'interaction proton-proton. G et H sont même quasi-indépendants de toute ambiguïté dans l'analyse par la méthode des déphasages, puisque B est petit, $E^2 + F^2$ est déduit du paramètre 0 de Wolfenstein, la section efficace vaut

$$A^2 + B^2 + 2C^2 + E^2 + F^2$$

et la polarisation donne A^*C.

Malheureusement jusqu'à maintenant on n'a évalué G et H qu'à partir du potentiel de Gammel et Thaler. Cela est valable à 310 MeV, où l'accord avec l'expérience est bon, mais conduit à une divergence à 140 MeV.

La diffusion multiple est importante. A des angles petits, les angles pour lesquels $F(q)$ n'est pas trop faible, elle produit un affaiblissement de la section efficace à peu près constant et modifie à peine P et R. On peut évaluer les corrections à l'aide d'un potentiel nucléaire défini comme donnant les mêmes résultats dans l'approximation de Born que les amplitudes nucléon-nucléon dans l'approximation de l'impulsion jusqu'ici discutée, et sera maintenant l'objet d'un calcul exact. Il est normal que ces approximations ne soient correctes qu'aux petits angles.

Deux méthodes permettent d'évaluer $G(0)$: le théorème optique donne :

$$Im\,[G(0)] = \frac{k\,\sigma_{\text{total}}}{4\pi} \tag{9}$$

$$\left\{ Re\,[G(0)] \right\}^2 = \frac{K^2\,\sigma(0)}{16\pi^2} - Im[G(0)]^2 \tag{10}$$

Les résultats de la diffusion de neutrons sur le carbone montrent clairement que :

$Re\ G(0) \ll Im\ G(0)$ à 350 MeV

$Re\ G(0) \sim Im\ G(0)$ à 135 MeV.

Ceci est confirmé par la diffusion des protons. Pour les noyaux légers l'amplitude de diffusion coulombienne est surtout réelle, de sorte que toute interférence donne $Re\ G(0)$. Il y a peu d'interfé-

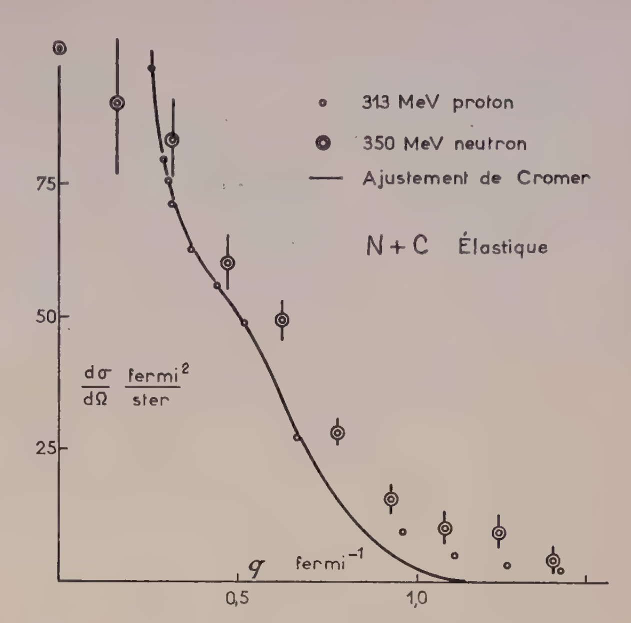


Fig. 1. — Section efficace de diffusion élastique N + C et B + C près de 313 MeV. Le résultat à q égal à zéro est un minimum de l'équation (9).

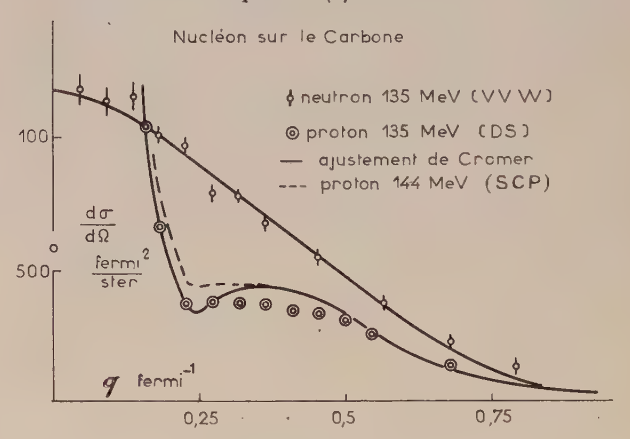


Fig. 2. — Section efficace de n + C et p + C près de 135 MeV.

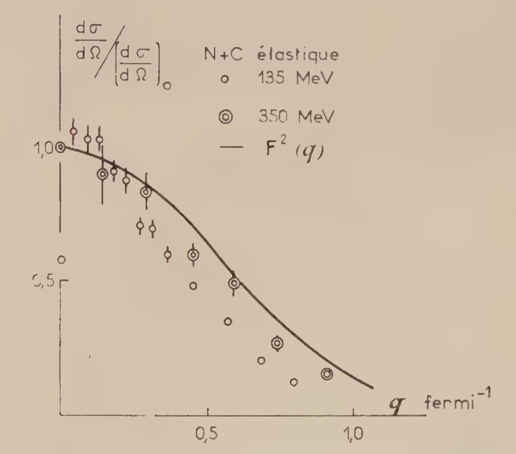


Fig. 3. — Section efficace de n + C aux deux énergies et comparaison avec $F(q)$ déduite de la diffusion e + C.

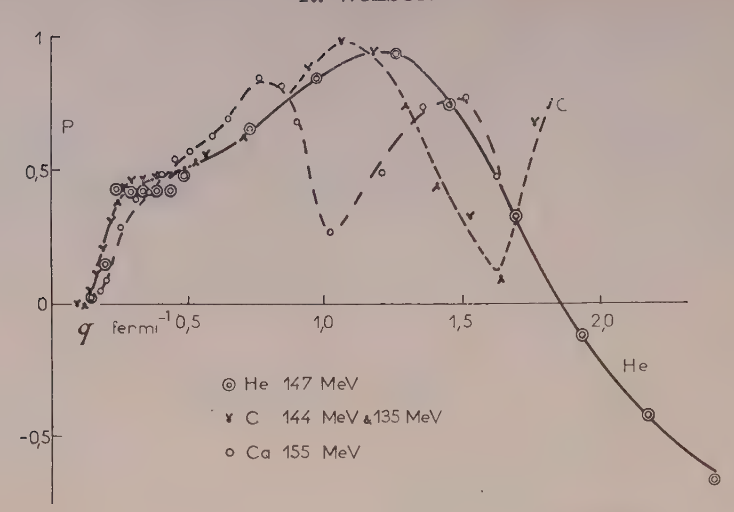


FIG. 4. — Polarisation du proton sur les noyaux légers.

rence à 310 MeV et beaucoup à 135 MeV (*fig.* 1 et 2). Dans les figures, les points à zéro sont les minimums et sont donnés par l'équation (9).

Considérons maintenant la variation de G avec q. La figure 3 représente en fonction de q la section efficace de diffusion des neutrons sur le carbone, normalisée à l'unité pour $q = 0$. Nous montrons également $F^2(q)$ déterminé par la diffusion d'électrons. Une comparaison quantitative est possible à partir d'un développement limité :

$$M(q) = 1 - \frac{q^2 R^2}{6}; \quad F(q) = 1 - \frac{q^2 R^2}{6}$$

$$Re\bar{A}(q) = 1 - \frac{q^2 a_R^2}{6}; \quad Im\bar{A}(q) = 1 - \frac{q^2 a_I^2}{6}$$

$$\frac{\sigma(q)}{\sigma(0)} = 1 - \frac{q^2 R^2}{3}.$$

Alors $R^2 = r^2 + a^2$.

On peut considérer R comme le « rayon » de l'interaction nucléaire, qui est plus grand que la valeur r déduite de la diffusion d'électrons, a serait nul si l'interaction nucléon-nucléon était ponctuelle et est une expression de la portée des forces nucléaires.

Nous remarquons que :

$$a_{310}^2 \simeq 1 \text{ fermi}^2$$

$$a_{135}^2 \simeq 3 \text{ fermi}^2$$

a_{310} est pratiquement a_I, mais a_{135} est une moyenne entre a_I et a_R. Cromer a montré que pour rendre compte des résultats expérimentaux de diffusion sur le carbone *à la fois* de neutrons et de protons il faut $a_R^2 \simeq 4$ fermi^2 et $a_I^2 \simeq 1$ fermi^2. Avec les premiers résultats de Dickson et Salter sur la diffusion de protons sur du carbone l'accord était difficile : leurs sections efficaces se révélèrent 20 % trop faibles comme prévu à la fois par Wilson et Cromer. Peut être que les résultats pour les neutrons sont trop grands. J'espère que quelqu'un fait une répétition de cette expérience.

Le module de H peut être déterminé par des mesures de polarisation, mais pas son argument. La diffusion nucléon-nucléon suggère que $Im(H)$ est prépondérant et nous allons suivre cette suggestion pour le moment. Alors $P(\theta)$ devient indépendant de l'élément, comme montré sur la figure 4, en accord avec l'équation (7), et proportionnel à θ, déduction faite de l'interférence coulombienne. Les résultats de Harding sur la polarisation des neutrons confirment que la non linéarité aux petits angles est due à la force coulombienne.

Cromer dans ses mesures a inclus l'effet de la diffusion multiple sur P. Il en résulte une *diminution* de P à 310 MeV (de 0,95 à 0,7) et une *augmentation* à 135 MeV (de 0,7 à 0,98).

On trouve que H^2 est due à tous les angles une petite correction à la section efficace, ce qui confirme notre méthode d'évaluation de G.

Deux expériences prouvent que $Re(H)$ est petit. D'abord par interférence avec la diffusion Coulombienne réelle ReC peut donner une grande polarisation, cela ne se produit pas. Ensuite si $Re(H)$ est grand, et a le signe en général admis, alors les deux termes dans l'équation (7) vont s'annuler et H^2 doit devenir très grand. Mais cela est *contraire* aux résultats des mesures de R par (8), ce qui confirme la petitesse de H^2.

La variation de H en fonction de q se déduira de la polarisation des protons sur l'hélium.

Si G et H variaient de la même façon avec q, la polarisation donnée par (7) aurait toujours le même signe. Sur la figure 4 la correction de scattering multiple calculée par le potentiel présente un minimum de diffraction bien connu. Ce minimum en q est assez étroit et devient faible pour les éléments légers, lorsqu'on peut négliger davantage la diffusion multiple. La figure 4 montre qu'effectivement

le creux s'élargit beaucoup dans le cas de l'hélium. Cela ne peut s'expliquer qu'en admettant que G et H ne varient pas de la même façon en fonction de q. Il y a un accord satisfaisant entre l'expérience et les calculs de l'approximation de l'impulsion.

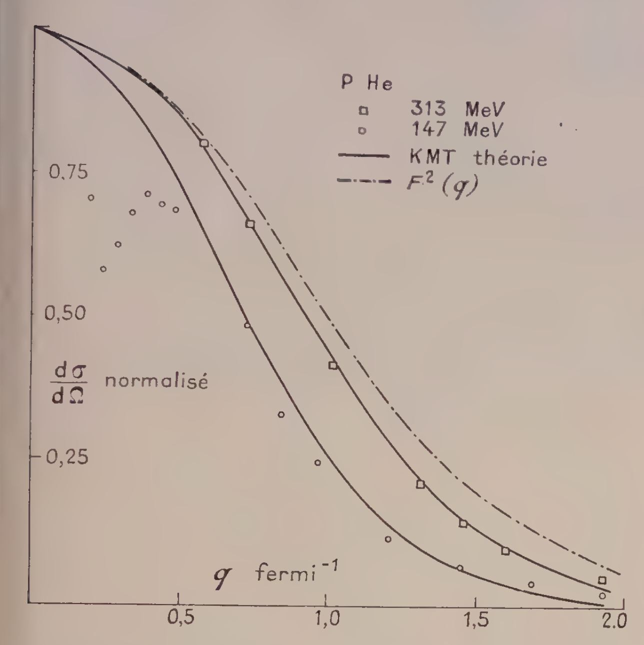


Fig. 5. — Section efficace avec normalisation arbitraire, de p + He, et comparaison avec $F(q)$ et la théorie.

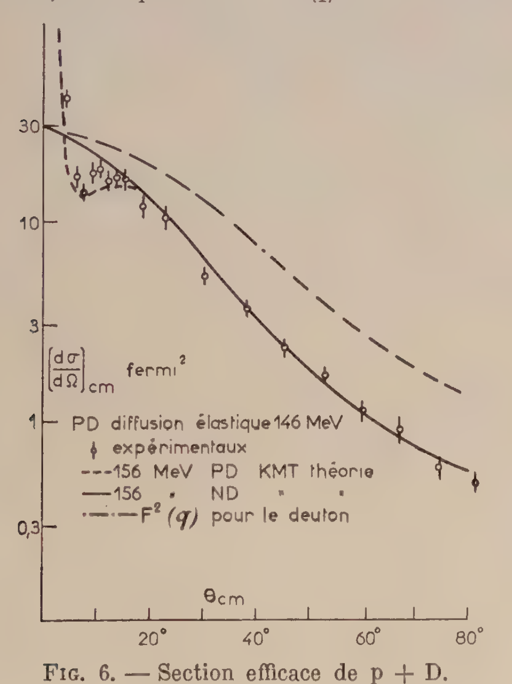


Fig. 6. — Section efficace de p + D.

Les expériences (p — He) confirment les conclusions des valeurs de $G(0)$ et a_I et a_R. Nous n'avons pas de résultats sur les expériences N — He de sorte que nous ne pouvons pas bien séparer a_R de a_I. J'espère que quelqu'un veut faire les expériences N — He.

La figure 5 montre les sections efficaces à 145 et 310 MeV comparées aux calculs à partir de l'approximation de l'impulsion. La variation de G avec q est nette. La valeur absolue de la section efficace à 150 MeV est trop grande d'un facteur 1,5 même après la correction de scattering multiple. Les résultats sur le carbone le suggèrent également mais moins nettement. Il est certain que le potentiel de Gammel et Thaler surestime la section efficace pp à 150 MeV, de sorte qu'on ne sait pas encore si le

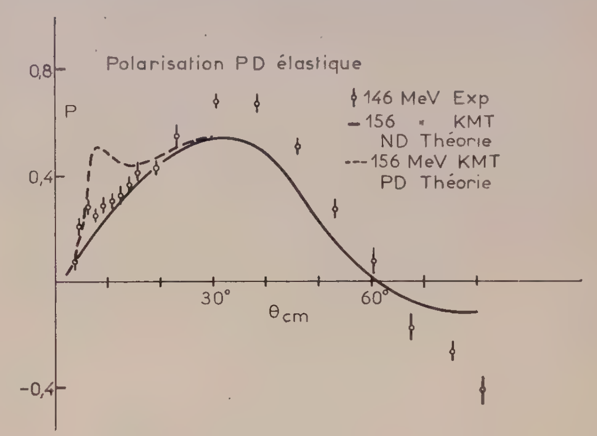


Fig. 7. — Polarisation du proton sur D.

désaccord est dû aux mauvais choix du potentiel ou à la sous-estimation des corrélations nucléaires.

Dans le cas de la diffusion proton-deuton il n'y a pratiquement pas de corrections de scattering multiples ; cependant les paramètres B, E et F ne sont que partiellement éliminés. Les conclusions ne peuvent pas être exactement les mêmes. La comparaison entre l'expérience et la théorie est bonne (*fig.* 6 et 7), sauf dans la région d'interférence Coulombienne (1).

Sur la base de la discussion ci-dessus les calculs ont été principalement faits par Cramer qui s'est servi du potentiel pour calculer dans l'approximation W. K. B., les effets du scattering multiple. Le tableau rassemble les résultats expérimentaux avec les prédictions du potentiel de Gammel et Thaler et de l'approximation de l'impulsion. Il est commode de présenter cette comparaison avec l'aide des amplitudes de diffusion nucléon-nucléon définies par

$$\left\{ g_R(\theta) + ig_I(\theta) + \boldsymbol{\sigma}.\, n[h_R(\theta) + ih_I(\theta)] \right\} F(q) \quad (11)$$

où

$$g_R(\theta) = g_R(0)\; [1 - a_R^2\, q^2/6]$$

(1) Après la séance, à Strasbourg, Thorndike a trouvé que la courbe théorique de la fig. 7, et la figure de référence correspondante (fig. 3), sont fausses. La courbe exacte est en meilleur accord avec les résultats expérimentaux.

qui diffère de (3) par les corrections de diffusion multiple. Avec cette comparaison par conséquent les corrections de diffusion multiple apparaissent dans la colonne théorique et pas dans la colonne expérimentale. La prévision $a_R > a_I$ est générale, ne dépendant pas du potentiel comme le montre Glauber, parce que la partie imaginaire du potentiel est, en principe, d'ordre second.

Le traditionnel accord avec le modèle optique conduit souvent à des conclusions légèrement différentes. Par exemple on a suggéré que ReH soit grand, et que $a_I < a_R$. Ces suggestions fausses proviennent peut-être de ce qu'on a accordé trop de valeur aux mesures à grand angle, où la relation qui le lie à la diffusion nucléon-nucléon n'est plus simple ; ou de ce qu'on a interprété seulement une partie des mesures, par exemple la diffusion des protons, ignorant celle des neutrons ; ou de ce qu'on a pas donné à l'amplitude H une loi de variation en fonction de q différente des autres amplitudes.

La récente analyse de Batty [8] est valable car elle ne s'applique qu'aux petits angles, mais il ne parle pas de la différence des rayons pour les parties réelles et imaginaires de l'amplitude de diffusion.

TABLEAU

	310 MeV		135 MeV	144 MeV	150 MeV
	Exp.	Théorie	Exp.	Exp.	Théorie
$g_{R\,(\text{Fermis})}^{(0)}$	3,4	2,5	6,9	5,0	4,9
$g_{I\,(\text{Fermis})}^{(0)}$	9,4	9,6	7,0	7,0	9,7
$h_{R\,(\text{Fermis/rad.})}^{(0)}$	(8)	2,1	(— 1)	(+ 1)	— 0,5
$h_{I\,(\text{Fermis/rad.})}^{(0)}$	23	26	10	10	9,2
$a^2{}_{R\,(\text{Fermis}^2)}$	8	5,4	2,4	2,7	3,0
$a^2{}_{I\,(\text{Fermis}^2)}$	1,2	1,2	3,3		2,4

BIBLIOGRAPHIE

[1] Ashmore, Jarvis, Mather et Sen, *Proc. Phys. Soc.* (Lond.), 1957, **70**, 735.

[2] Chamberlain (D.), Segrè (E.), Tripp (R. D.), Wiegand (C.) et Ypsilantis (T.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 1659.

[3] Cormack (A. M.), Palmieri (J. N.), Ramsey (N. F.) et Wilson (Richard), *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 599. Postma (Herman) et Wilson (Richard), *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 1129. Steinberg (D. N.), Cormack (A. M.) et Palmieri (J. N.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, Ser. II, **6**, n° 3, 1961, 288. Dickson (J. M.) et Salter (D. C.), *Nuovo Cimento*, 1957, **6**, 235. Bird (L.), Edwards (D. N.), Rose (B.), Taylor (R. E.) et Wood (E.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 329.

[4] Van Zyl (C. P.), Voss (R. G. P.) et Wilson (Richard), *Phil. Mag.*, 1956, **47**, 1003. Harding (R. S.), *Phys. Rev.*, 1958, **1 1**, 1164.

[5] Kerman (A. K.), McManvs (H.) et Thaler (R. M.), *Ann. Physics*, 1959, **8**, 551.

[6] Cromer (A.), *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 1607, and private communication. Wilson (Richard), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 260.

[7] Hodgson (P. E.), *Phys. Rev.*, Letters, 1961, **6**, 358.

[8] Batty (C. J.), *Nuclear Physics*, 1961, **23**, 562.

PROTONS, DEUTONS, TRITONS ET NOYAUX D'HÉLIUM ÉMIS PAR ^{197}Au SOUS L'ACTION DE PROTONS DE 154 MeV

Par Jeannine GÉNIN, Pierre RADVANYI, Ivan BRISSAUD et Claude DETRAZ,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Les particules chargées énergiques, émises par ^{197}Au bombardé par des protons de 154 MeV ont été étudiées à l'aide d'un télescope de scintillateurs dE/dx — E. Les spectres d'énergie des protons, deutons et tritons au-dessus de 30 MeV environ ont été mesurés à 15°, 30° et 60° et sont comparés à ceux obtenus précédemment pour une cible de carbone. Des indications sont également données sur la production de ^{3}He et ^{4}He de plus de 85 MeV. On examine les divers mécanismes de formation de deutons énergiques.

Abstract. — Charged energetic particles emitted by ^{197}Au bombarded by 154 MeV protons were studied with a dE/dx — E scintillation telescope. Energy spectra ot protons, deuterons and tritons above 30 MeV were measured at 15°, 30° and 60° and are compared with those obtained previously for carbon. Indications are also given for the production of ^{3}He and ^{4}He nuclei above 85 MeV. The different mecanisms leading to the formation of energetic deuterons are discussed.

Nous avons étendu au noyau lourd ^{197}Au l'étude des spectres d'énergie à différents angles des particules chargées émises sous l'action de protons de 154 MeV par la méthode expérimentale déjà utilisée dans nos expériences précédentes sur le carbone [1]. Les particules sont identifiées par la mesure simultanée de leur perte d'énergie spécifique dE/dx et de leur énergie E au moyen d'un télescope de scintillateurs. La cible d'or employée avait une épaisseur de 0,522 grammes/cm². La structure en temps du faisceau de protons du synchrocyclotron était améliorée par l'utilisation d'une électrode auxiliaire [2].

Les figures 1, 2 et 3 donnent les spectres d'énergie obtenus pour les protons, deutons et tritons émis à 15°, 30° et 60° (laboratoire). Quelques limites d'erreurs statistiques typiques sont indiquées sur les figures. L'erreur sur les valeurs absolues des sections efficaces différentielles est inférieure à $\pm$ 20 %.

Comme dans le cas du carbone ces spectres comportent à tous les angles un spectre continu, et à 15° et 30° une composante ou un pic à l'énergie maximum. Nous avons prêté une attention particulière aux spectres continus qui doivent correspondre essentiellement — du moins dans la première étape de l'interaction directe — aux réactions (p, pn) et (p, 2p) pour les protons, (p, nd) et (p, pd) pour les deutons, (p, nt) et (p, pt) pour les tritons.

Les rapports des spectres continus au-dessus de 35 MeV (intégrés en énergie) des différentes particules sont dans le cas de l'or : $p/d = 9{,}3$ environ à tous les angles étudiés, c'est-à-dire sensiblement la même valeur que pour le carbone ; d/t est compris entre 5,0 et 7,3 selon l'angle, ce qui représente — par rapport aux protons — presque 2 fois plus de tritons pour l'or que pour le carbone. Les rapports (spectre continu or)/(spectre continu carbone) pour les protons et les deutons sont compris entre 2,6 et 3,6 aux différents angles.

La presque égalité des rapports p/d pour le carbone et pour un noyau lourd dans nos résultats à 154 MeV semble particulière à cette énergie et n'apparait pas pour des énergies incidentes de 90 MeV et de 300 MeV [3] et [4] ; de même l'émission de protons du continu et celle de deutons du continu pour un noyau donné ne varient pas de la même manière avec l'énergie.

Les maxima des spectres continus de protons de l'or se situent en énergie plus bas que ceux du carbone ; ces derniers correspondaient à peu près à l'énergie du choc quasi-élastique proton sur nucléon au repos. Nous n'avons pas encore pu interpréter complètement le deuxième maximum qui apparaît vers 53 MeV dans le spectre de protons de l'or à 15°.

Les deutons de pick-up direct (laissant le noyau résiduel de ^{196}Au dans son état fondamental ou dans un de ses premiers états excités) apparaissent nettement au bout du spectre continu à 15° et encore à 30°. La section efficace de leur formation n'est pas très différente de celle trouvée pour le carbone, en accord avec les résultats de Selove à 95 MeV pour le plomb [5].

Comme pour le carbone, les spectres continus de deutons de l'or ressemblent beaucoup aux spectres continus de protons ; on retrouve des maxima ou des « bosses » à des énergies voisines. Il y a cependant quelques différences notables : à 15° le maximum de basse énergie (vers 56 MeV) est plus prononcé pour les deutons que pour les protons. A 30° le maximum du spectre de deutons se trouve à une énergie très différente du maximum des protons ; à ce dernier correspond cependant une bosse très

nette dans le continu des deutons ; il y a peut-être encore une autre bosse à une énergie plus élevée.

Les mécanismes pouvant conduire à l'émission de deutons du continu doivent faire intervenir au moins deux nucléons du noyau. Le processus le plus simple est un pick-up indirect [4] : le proton incident diffuse sur un premier nucléon du noyau ; un des deux nucléons de cette collision entraîne par pick-up en sortant du noyau un autre nucléon — initialement sans interaction particulière avec le premier — formant ainsi un deuton. Le spectre des deutons ressemblerait alors au spectre continu des protons. La réaction peut ainsi être considérée comme s'effectuant en deux étapes indépendantes, et en première approximation sa section efficace différentielle peut s'écrire comme le produit de la section efficace de diffusion du proton incident — que l'on peut déduire de nos spectres expérimentaux de protons — par la probabilité de pick-up d'un nucléon correspondant. R. Pasquier a entrepris des calculs dans ce sens qui ont déjà donné des résultats encourageants [6]. D'autre part un calcul de pick-up indirect en tenant compte des états virtuels intermédiaires a été fait pour le carbone par d'Hulst, permettant de se rendre compte de l'importance de ces états [7].

On peut cependant supposer qu'il existe des corrélations de paires entre des nucléons du noyau, se superposant à l'action du potentiel moyen. De telles corrélations se manifesteront déjà dans la distribution des quantités de mouvement des nucléons que l'on peut tirer du pick-up direct, par exemple par un excès d'impulsions élevées. Mais on peut alors penser que le deuxième nucléon de la paire en corrélation aura une probabilité importante de sortir lui aussi du noyau ce qui donnerait une réaction (p, pd) ou (p, nd). De la sorte, les corrélations peuvent contribuer aux spectres continus de deutons par deux mécanismes distincts du pick-up indirect : d'une part le knock-out d'un quasi-deuton (éjection du noyau d'une sous-structure proton-neutron) ; des calculs dans ce sens ont été faits par Bransden [8] et par Blokhintsev [9]. D'autre part le knock-out avec échange (pick-up sur une

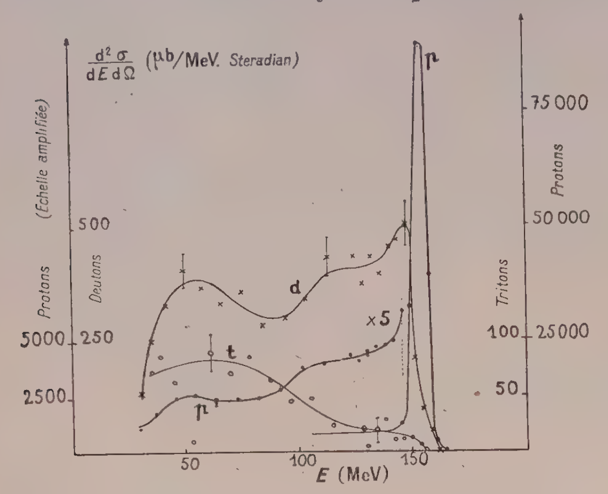


FIG. 1. — $^{197}_{79}$Au ; $\theta_{lab.}$ = 15° ; E_p = 154 MeV.

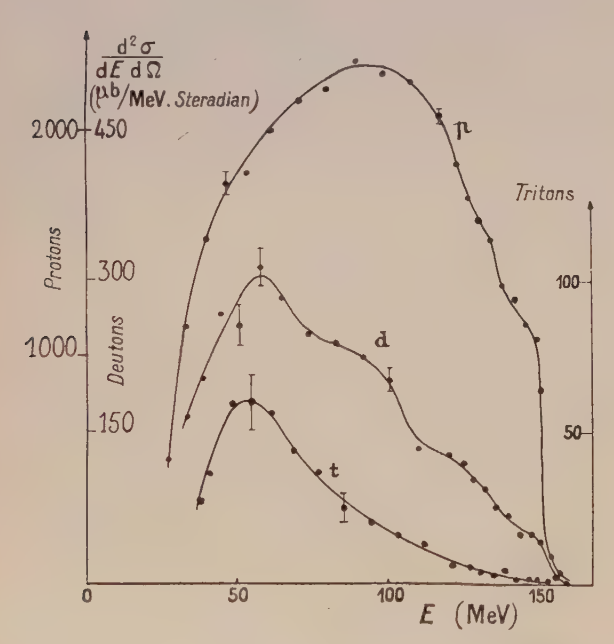


FIG. 2. — $^{197}_{79}$Au ; $\theta_{lab.}$ = 30° ; E_p = 153,5 MeV.

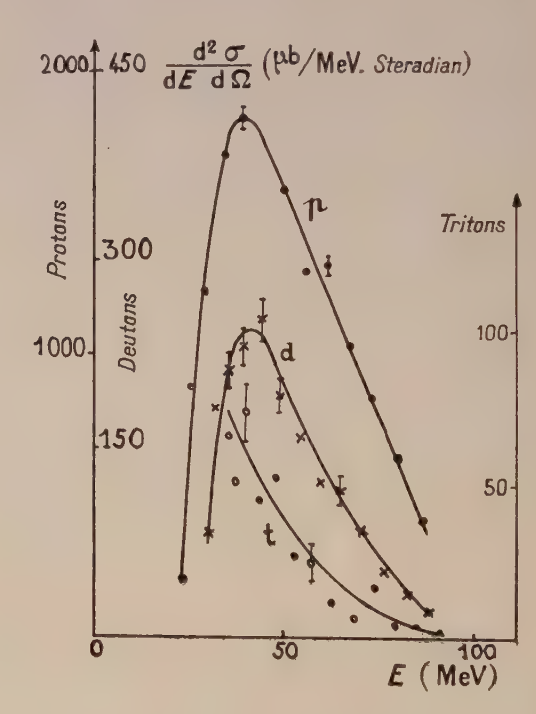


FIG. 3. — $^{197}_{79}$Au ; $\theta_{lab.}$ = 60° ; E_p = 153,5 MeV,

FIG. 1, 2 et 3. — Spectres d'énergie des protons, deutons et tritons émis à 15°, 30° et 60°.

sous-structure proton-neutron ou neutron-neutron); des calculs sur un mécanisme de ce type ont été faits par Heidmann [10]. Le knock-out avec échange doit être surtout important pour les deutons émis vers l'avant, et le knock-out simple doit devenir important à grand angle [11]. Ces processus de knock-out avec ou sans échange expliquent peut être les maxima des spectres de deutons qui n'ont pas leur analogue dans les spectres continus de protons.

Il faut dans ces divers processus tenir compte de ce que les deutons ne peuvent pratiquement pas sortir de la partie centrale du noyau. Greider [12] a fait pour le pick-up direct sur le carbone un calcul d'ondes distordues pour tenir compte de l'absorption et de la réfraction à la fois du proton entrant et du deuton sortant. Dans un noyau d'or à 154 MeV il pourrait y avoir un ou plusieurs chocs sur des nucléons aussi bien avant le pick-up qu'avant le knock-out.

Les spectres de tritons à 15° et à 30° vont jusqu'à l'énergie maximum ce qui démontre l'existence de la réaction ^{197}Au(p, t)^{195}Au à 154 MeV. Les spectres continus de tritons à 15° et à 30° présentent un maximum. Les mécanismes contribuant aux réactions (p, nt), (p, pt) ... peuvent être les mêmes que ceux donnant un deuton suivis du pick-up d'un neutron supplémentaire. Il pourrait y avoir aussi : le pick-up d'une paire de nucléons en corrélation après une première diffusion, ou la fragmentation par le proton incident d'une sous-structure alpha, ou bien encore le knock-out, avec ou sans échange, d'un groupe de trois nucléons en corrélation.

Nous avons obtenu par ailleurs quelques indications sur l'émission de ^{3}He et de ^{4}He de grande énergie. Il semble bien y avoir à 15° et à 30° des ^{3}He et des ^{4}He à l'énergie maximum, donc des réactions ^{197}Au(p, ^{3}He)^{195}Pt et ^{197}Au(p, ^{4}He)^{194}Pt. Les sections efficaces différentielles obtenues sont pour des énergies supérieures à 85 MeV :

	15°	30°
^{3}He :	0,94 ± 0,34 mb/stér.	0,37 ± 0,06 mb/stér.
^{4}He :	$+\ 0{,}2^{+0{,}2}_{-0{,}1}$ mb/stér.	0,17 ± 0,04 mb/stér.

Le rapport $t/^3$He au-dessus de 85 MeV est approximativement égal à 2.

Ces expériences feront l'objet d'une publication plus détaillée. Elles se poursuivront avec l'analyseur magnétique actuellement en cours d'essais.

Nous tenons à remercier particulièrement Mme P. Benoist et M. J. Yoccoz pour toutes les discussions que nous avons eues avec eux sur les problèmes théoriques soulevés par cette étude. Nos remerciements vont également à M. Reide pour l'aide apportée en électronique, ainsi qu'à M. Bergamaschi et à toute l'équipe qui ont assuré la marche du synchrocyclotron.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Radvanyi (P.) et Génin (J.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 322.
[2] Cabrespine (A.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 332.
[3] Hadley (J.) et York (H.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 345.
[4] Hess (W. N.) et Moyer (B. J.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 337.
[5] Selove (W.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 231.
[6] Pasquier (R.), Thèse de doctorat de 3e cycle, Paris, 1961.
[7] D'Hulst, Thèse de doctorat de 3e cycle, Strasbourg, 1961.
[8] Bransden (B. H.), *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65** A, 738.
[9] Blokhintsev (D. I.), *J. Exp. Theor. Phys.*, U. S. S. R., 1957, **33**, 1295.
[10] Heidmann (J.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 171.
[11] Beltrametti (E. G.) et Tomasini (G.), *Nuovo Cimento*, 1960, **18**, 688.
[12] Greider (K. R.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 786.

REMARQUES SUR QUELQUES RÉACTIONS NUCLÉAIRES PAR INTERACTION DIRECTE AUX ÉNERGIES D'UNE CENTAINE DE MeV

Par Mme P. BENOIST-GUEUTAL,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Orsay, Seine-et-Oise.

Résumé. — La possibilité d'obtenir des renseignements sur la distribution des quantités de mouvement et sur les corrélations entre paires de nucléons dans les noyaux, à l'aide des réactions nucléaires par interaction directe aux énergies d'une centaine de MeV est discutée. Les réactions considérées sont les réactions (p, 2p), (p, pn), (p, d), (p, dn) et (p, dp).

Abstract. — The nuclear reactions (p, 2p), (p, pn), (p, d), (p, dn) and (p, dp) in the energy range around 150 MeV are analysed from the point view of the momentum distribution of nucleons in nuclei.

I. Distribution des quantités de mouvement des nucléons dans les noyaux. — Lorsque l'énergie d'un proton (ou d'un neutron) incident sur un noyau est suffisamment grande pour que la longueur d'onde associée à son mouvement soit inférieure à la distance moyenne entre les nucléons du noyau, on admettra que ce proton peut, dans une unique interaction avec la matière nucléaire, partager, dans le système du centre de masse du noyau, son énergie et sa quantité de mouvement avec un seul des nucléons, le reste du noyau cible n'étant pas perturbé (approximation « impulse »). La réaction peut alors être assimilée à la collision de deux nucléons libres. Toutefois le nucléon cible a, au moment de l'interaction une quantité de mouvement $\hbar q$ en général différente de zéro. La probabilité $N_J^M(q)\,\mathrm{d}q$ qu'un nucléon, dans un état du noyau de moment angulaire total (J, M) ait une quantité de mouvement comprise entre $\hbar q$ et $\hbar(q + \mathrm{d}q)$ peut être définie à partir de la fonction d'onde $\psi_J^M(r_1, \sigma_1, \tau_1 ; 2 ; 3 ; \ldots A)$ de cet état. r_1, σ_1, τ_1 sont respectivement les variables d'espace de spin et d'isospin du nucléon 1 ; 2 ; 3 ; ... A, représentant l'ensemble de ces variables pour les nucléons 2 ... A.

On a :

$$N_J^M(q) = \int |A_J^M|^2 \,\mathrm{d}\sigma_1\, \mathrm{d}\tau_1\, \mathrm{d}2 \ldots \mathrm{d}A$$

$$A_J^M(q\sigma_1 \tau_1 ; 2 ; \ldots A) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \psi_J^M(r_1 \sigma_1 \tau_1 ; 2 ; \ldots A)\, \mathrm{e}^{-iqr_1}\, \mathrm{d}r_1.$$

Il résulte de cette définition et de la normalisation $< \psi_J^M | \psi_J^M > = 1$ que :

$$\int N_J^M(q)\, \mathrm{d}q = 1.$$

Si la projection M de J n'est pas observée, on considèrera une distribution moyenne $N_J(q)$ des quantités de mouvements

$$N_J(q) = \frac{1}{2J+1} \sum_M N_J^M(q)$$

$N_J(q)$ ne dépend que de la longueur q du vecteur **q**. Si l'on admet pour décrire l'état ψ_J la validité d'un modèle à particules indépendantes dans un potentiel central, $N_J(q)$ s'exprimera en fonction des distributions moyennes des quantités de mouvement pour chaque état individuel (nl) dont la fonction d'onde radiale est $f_{nl}(r)$

$$N_{nl}(q) = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \left| \int f_{nl}(r)\, j_l(qr)\, r^2\, \mathrm{d}r \right|^2.$$

Si $l = 0$, $N_{nl}(q)$ est maximum pour $q = 0$; si $l \neq 0$, $N_{nl}(q)$ est nulle pour $q = 0$

La figure 1 donne $Ns(q)$, $2Np(q)$ et

$$3N(q) = Ns(q) + 2Np(q)$$

pour l'état fondamental $(1s)^4\,(1p_{3/2})^8$ du ^{12}C calculées dans un modèle d'oscillateur harmonique en fonction de $x = q^2/\nu$. $\hbar^2\, \nu/m$ est le quantum de l'oscillateur harmonique et vaut 15,5 MeV en adoptant pour ν la valeur déterminée par les expériences de diffusion élastique des électrons [1]. L'énergie cinétique correspondant à la quantité de mouvement $\hbar q$ est donc $E = \hbar^2\, q^2/2m = 7{,}8\,x$ MeV. Les unités sur la figure 1 sont arbitraires mais la normalisation de $Ns(q)$, $Np(q)$ et $N(q)$ est la même. Ces courbes ne sont données qu'à titre indicatif, pour permettre une discussion qualitative car on a certaines raisons de penser que les distributions réelles diffèrent de celles données par ce simple modèle. En effet les travaux de Brueckner et al. [2] sur les propriétés de la matière nucléaire montrent, tout en justifiant l'utilisation d'un modèle à particules indépendantes, que l'on doit prendre un potentiel moyen différent pour chaque état indivi-

duel. En particulier les couches internes (état $1s$) sont repoussées vers l'intérieur du noyau ce qui correspond à une distribution des quantités de mouvement relativement plus étalée. Sur la figure 1

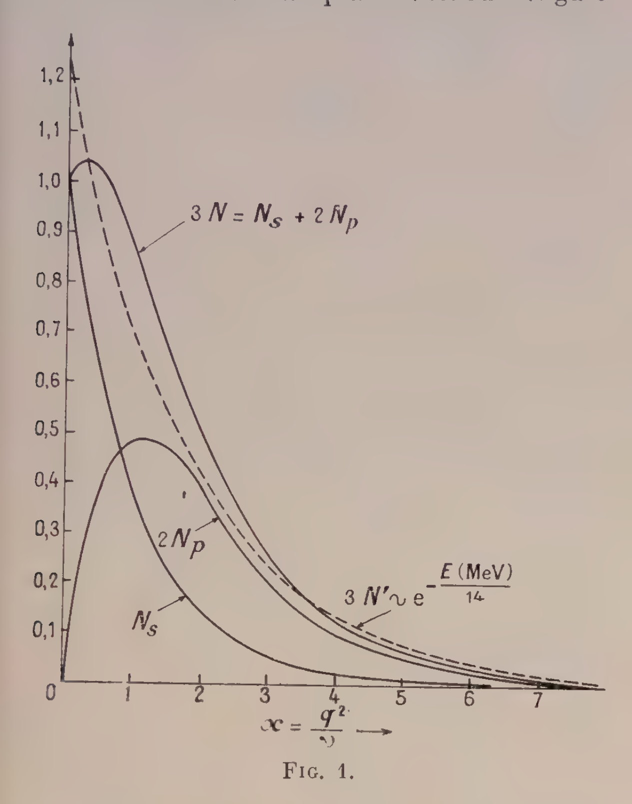


FIG. 1.

a été également représentée une distribution en $\exp\left[-\frac{E\,(\mathrm{MeV})}{14}\right]$ déterminée empiriquement par Greider [3] pour interpréter les résultats de la réaction ^{12}C(p, d)^{11}C à 95 MeV et 145 MeV. Cette distribution a été ici normalisée comme $3N(q)$. Elle donne aux grandes valeurs de q^2 un poids plus important que la distribution du modèle d'oscillateur harmonique. Cette différence est en général interprétée comme une conséquence des interactions résiduelles entre les nucléons dans la matière nucléaire qui introduisent des effets de corrélations.

II. Réactions sur un nucléon « quasi-libre ». — Nous nous intéresserons plus particulièrement ici aux réactions nucléaires par interaction directe susceptibles de donner une information sur $N(q)$. Si à l'issue d'un premier choc les deux nucléons (proton incident et nucléon cible) ont l'un et l'autre assez d'énergie pour sortir du noyau sans nouvelle interaction, c'est-à-dire lors des réactions (p, 2p), (p, pn) et (p, d) la mesure des quantités de mouvement initiales et finales permet de déterminer la valeur correspondante de q pour le nucléon cible. Si $\hbar k_0$, $\hbar k_1$, $\hbar k_2$ et $\hbar K$ sont respectivement les quantités de mouvement relatives du proton incident, des nucléons et du deuton émis par rapport au centre du noyau, on a les relations de conservation

$$k_0 + q = k_1 + k_2 \text{ pour (p, 2p) et (p, pn)} \quad (1a)$$

$$k_0 + q = K \text{ pour (p, d).} \quad (2a)$$

Pour qu'il en soit réellement ainsi, il faut que les effets de réflexion et de réfraction à la surface du noyau des ondes incidentes et sortantes soient négligeables. Sinon les directions apparentes des vecteurs d'ondes seront différentes des directions réelles au moment du choc et l'on commettra une erreur sur la détermine de q. Si les effets d'absorption dans la matière nucléaire sont également négligeables la section efficace des réactions 1 et 2 est égale à la section efficace dans le laboratoire du processus élémentaire sur un nucléon libre de quantité de mouvement $\hbar q$ pondérée par $XN(q)$, X étant le nombre de protons ou de neutrons du noyau. On peut donc ainsi obtenir une détermination directe de $N(q)$. Toutefois cette simple approximation de Born conduit, pour la réaction ^{12}C(p, d)^{11}C à 95 MeV à une distribution de la forme exp [— $E/7$] + 0,15 exp (— $E/50$) alors qu'en tenant compte de la perturbation des ondes incidentes et sortantes par un potentiel moyen complexe Greider [3] obtient un accord avec l'expérience à 95 MeV et 145 MeV avec la distribution en exp [— $E/14$] citée précédemment qui donne moins d'importance aux grandes quantités de mouvement. Cependant, bien que l'approximation de Born ne permette pas, aux énergies d'une centaine de MeV, d'obtenir avec précision $N(q)$ elle reste utile par sa simplicité pour une discussion qualitative des phénomènes.

Dans les réactions 1 et 2 les vecteurs d'onde des particules initiales et finales sont reliés par les équations de conservation de l'énergie

$$k_0^2 = k_1^2 + k_2^2 + \varepsilon \quad (1b)$$

$$k_0^2 = \frac{K^2}{2} + \varepsilon - B \quad (2b)$$

ε et B étant respectivement, en unités $\hbar^2/2m$, l'énergie nécessaire pour arracher un nucléon du noyau cible et l'énergie de liaison du deutéron. Dans le cas du ^{12}C, et dans le cadre d'un modèle à particules indépendantes il y a deux valeurs possibles de ε, ε_s et ε_p correspondant aux énergies de liaison des nucléons s et p. Plusieurs séries d'expériences sur la réaction p, 2p [5 à 9] ont en effet montré, lorsqu'on mesure la section efficace en fonction de $k_2^1 + k_2^2$ pour une position donnée des deux détecteurs, deux pics bien marqués attribués respectivement à l'éjection d'un nucléon s et d'un nucléon p. En faisant varier les positions des détecteurs pour une valeur donnée de $k_2^2 + k_1^2$ on peut donc, en principe, obtenir séparément les distri-

butions $Ns(q)$ et $Np(q)$. Il est possible de satisfaire aux équations (1*a*) et (1*b*) avec $q = 0$. D'après la forme suggérée pour $N(q)$ par la figure 1 et si l'on suppose peu variable la section efficace de collision nucléon-nucléon libre, les valeurs de k_1 et k_2 pour $q = 0$ sont donc associées aux maxima de la section efficace de la réaction 1. Ces valeurs de k_1 et k_2 si ε est petit devant k_0^2, sont voisines de celles de la collision nucléon-nucléon libre dans le laboratoire : $k_1 k_2 = 0$ et $k_1^2 = k_0^2 \cos^2 \theta_1$, θ_1 étant l'angle de k_1 avec k_0.

Les relations (2*a*) et (2*b*) déterminent q^2 en fonction de l'angle d'émission θ du deutéron.

$$q^2 = 3k_0 - 2(\varepsilon - B) - 2k_0\sqrt{2k_0^2 - 2(\varepsilon - B)} \cos \theta \quad (2')$$

q^2 augmente quand θ et k_0^2 augmentent. En considérant que les variations de $N(q)$ commandent celles de la section efficace de la réaction de « pick-up », la relation (2′) explique que cette section efficace décroisse avec l'énergie incidente et l'angle d'émission du deuton. Les réactions (pd) ne permettent pas, d'autre part, d'obtenir de renseignements sur $N(q)$ pour $q < q_{\min}$, $q_{\min}$ étant obtenu pour $\theta = 0°$. $\hbar^2 q_{\min}/2m$ vaut respectivement 16 MeV et 40 MeV pour des protons de 150 MeV et 300 MeV incidents sur le ^{12}C. Les nucléons p doivent donc jouer un rôle plus important à ces énergies que les nucléons s, d'autant plus que l'absorption du deuton dans la matière nucléaire défavorise la capture des neutrons s, situés en moyenne au cœur du noyau.

Les réactions de « pick-up » aux énergies d'une centaine de MeV devraient en résumé permettre de mieux étudier les corrélations qui se manifestent par l'existence de grandes quantités de mouvement que les réactions (p, 2p) ou (p, pn) qui sont maximum pour q voisin de zéro et ne pourront pas donner des renseignements très précis sur les grandes quantités de mouvement.

III. **Réactions p, dp et p, dn.** — Toutefois l'existence des corrélations semble pouvoir être mise en évidence plus directement par les réactions (p, dp) ou (p, dn). La production de deutons par des protons de 155 MeV incidents sur une cible de ^{12}C et de ^{197}Au a été étudiée expérimentalement à Orsay par P. Radvanyi et J. Génin [10] en fonction de l'énergie des deutons émis à différents angles. Dans le cadre d'un modèle à particules indépendantes pour le noyau cible, ces réactions résultent nécessairement d'un processus du deuxième ordre que nous appellerons le « pick-up indirect » : la première étape est une collision nucléon-nucléon ; un des deux nucléons en résultant sort du noyau et l'autre capture dans une deuxième étape un nucléon d'isospin opposé pour former un deutéron. Cependant, si l'on suppose l'existence dans la matière nucléaire de sous-structures éphémères comparables à un deutéron la réaction peut être considérée comme un processus du premier ordre que nous appellerons le « knock-out » analogue à une collision proton deuton libre. Ces deux mécanismes pouvant entrer en compétition, on ne pourra obtenir de renseignements sur l'existence des sous-structures que si le P. U. I. est moins important où si les conditions expérimentales permettent de séparer les deux phénomènes.

La production de deutérons aux énergies de quelques centaines de MeV a été étudiée théoriquement par plusieurs auteurs, mais en général ceux-ci cherchent à interpréter les résultats expérimentaux en ne considérant qu'un seul des mécanismes. Hess et Moyer [11] utilisent une formule semi-phénoménologique basée sur le « pick-up indirect ». Brandsen [12], Beltrametti et Tomasini [13] n'étudient que le « knock-out ». Pasquier [14] et d'Hulst [15] pour interpréter les expériences de Radvanyi et Génin ont utilisé principalement le « pick-up indirect » et Pasquier a tenté une estimation de l'importance relative des deux mécanismes.

Pour les réactions (p — dp) et (p — dn), les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie en approximation « impulse » s'écrivent :

$$\begin{cases} k_0 + Q = K + k_1 \\ k_0^2 = \dfrac{K^2}{2} + k_1^2 + \varepsilon' \end{cases} \quad (3)$$

où $\hbar Q$ est la somme $\hbar(q_1 + q_2)$ des quantités de mouvement des deux nucléons du noyau qui ont participé à la réaction.

Si l'on écrit, en approximation de Born, la section efficace de la réaction de « knock-out », où l'on suppose l'existence de sous-structures introduites sous forme de corrélations de paires, elle fait apparaître la distribution $P(Q)$ dans le noyau cible de la quantité de mouvement d'une paire de nucléons. $P(Q)$ ayant comme $N(q)$ un maximum pour les faibles valeurs de Q, la production de deutons au voisinage du maximum de la section efficace d'une réaction de « knock-out » doit être analogue à la diffusion des deutons dans le laboratoire lors de la collision élastique des protons sur le deutérium [16]. Pour chaque valeur de θ, la position en énergie du maximum du spectre des deutons, ainsi que la direction du nucléon en coïncidence sont données par les relations (3) avec $Q = 0$. L'émission vers l'avant résulte du « pick-up » d'un neutron de la paire par le proton incident, son importance diminue quand l'angle θ de la direction du deuton augmente. Pour $\theta > \sim 30°$ le phénomène prépondérant est la réelle diffusion élastique du proton sur une paire (np), son importance augmente quand θ augmente jusque vers 90°.

Dans le cas du « pick-up indirect » si l'on admet la conservation de l'énergie dans l'étape inter-

médiaire, on ne peut avoir $Q = 0$. Il faut satisfaire à la fois aux relations (1), (2) et (3) et la valeur minimum de Q est donnée par les relations (2) en fonction de l'énergie du nucléon intermédiaire calculée en faisant $q_1 = 0$ dans ($1a$). On obtient dans ces conditions des valeurs différentes aux petits angles d'émission du deuton pour la position en énergie du maximum du spectre et la direction du nucléon en coïncidence. Pasquier [14] a toutefois montré qu'on ne peut pas négliger les états intermédiaires virtuels, favorisés par la possibilité de prendre $q_1 = q_2 = 0$. Ils apportent à chaque angle, une contribution supplémentaire au spectre en énergie des deutons ; le maximum en est moins marqué que celui-ci donné par les processus réel et sa position se rapproche de celle correspondant au « knock-out ». Cette contribution supplémentaire est d'environ 20 % dans la région du maximum pour les petites valeurs de θ et elle augmente quand l'angle θ augmente. Ce résultat est confirmé par les calculs de d'Hulst [15] qui trouve à 60° des contributions équivalentes des processus et réel virtuels pour le « pick-up indirect ». Dans ces conditions la séparation des deux mécanismes au voisinage du maximum par des considérations « cinématiques » est sensiblement atténuée et ne semble guère possible expérimentalement. Toutefois la variation de la section efficace en fonction de l'angle semble être en meilleur accord avec l'expérience pour le « pick-up indirect » que pour le « knock-out ». Pasquier estime qu'à 156 MeV le « pick-up indirect » est suffisamment important pour rendre compte à lui seul des valeurs expérimentales. Ce résultat n'est pas confirmé par d'Hulst qui trouve à 60° une section efficace environ moitié de la valeur expérimentale. Il est clair que l'étude des réactions (p, dp) ou (p, dn) ne pourra, aux énergies de quelques centaines de MeV, apporter de renseignements sur les corrélations des nucléons dans la matière nucléaire, que lorsqu'on aura avec précision évalué la contribution du « pick-up indirect » en tenant compte des effets d'absorption, de réflexion et de réfraction des ondes dans le noyau.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Hofstadter (R.), *Rev. Mod. Physics*, 1956, **28**, 214.

[2] Brueckner (K. A.), Lockett (A. M.) et Rotenberg (M.), *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 255.

[3] Greider (K. A.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 786.

[4] Selove (W.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 231.

[5] Tyren (H.), Hillman (P.) et Maris (Th. A.), *Nucl. Physics*, 1958, **7**, 10.

[6] Gooding (T. J.) et Pugh (H. G.), *Nucl. Physics*, 1960, **18**, 46.

[7] Gottschalk (B.) et Strauch (K.), *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 1005.

[8] Jacob (G.), Proceedings of the Kingston Conference, 1960, p. 429.

[9] Garron (J. P.), Jacmart (J. C.), Riou (M.) et Ruhla (C.). Ce colloque, p. 622.

[10] Radvanyi (P.), Génin (J.), Brissaud (I.) et Detraz (C.). Ce colloque, p. 615.

[11] Hess (W. N.) et Moyer (B. J.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 337.

[12] Bransden (B. H.), *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65** A, 738.

[13] Beltrametti (F. G.) et Tomasini (G.), *Nuovo Cimento*, 1960, **18**, 678.

[14] Pasquier (R.), Thèse 3e cycle, Paris, 1961.

[15] D'Hulst, Thèse 3e cycle, Strasbourg, 1961.

[16] Postma (H.) et Wilson (R.), *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 1229.

RÉACTION p, 2p SUR LE CARBONE 12 A 155 MeV

Par J. P. GARRON, J. C. JACMART, M. RIOU et Ch. RUHLA,
Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Orsay.

Résumé. — On a mesuré par deux télescopes à scintillations les spectres de la somme des énergies des deux protons de la réaction $^{12}C(p, 2p)^{11}B$ lorsque ceux-ci sont émis symétriquement par rapport aux protons incidents, coplanairement et avec des énergies voisines, ceci pour des angles de diffusion compris entre 28° et 70°. Les spectres font apparaître deux pics bien déterminés qui s'interprètent par la diffusion des protons incidents sur les protons du noyau ^{12}C dans des états *p* et *s* respectivement. Les distributions angulaires permettent d'évaluer les distributions en impulsion des protons *p* et *s*. Ces distributions sont compatibles avec celles que l'on déduit du modèle de l'oscillateur harmonique, mais en faisant intervenir des paramètres différents pour les deux états.

Abstract. — For the reaction $^{12}C(p, 2p)^{11}B$ the summed-energy spectra have been measured with two scintillation telescopes, for coplanar scattering between 28° and 70°, when the two protons are emitted at two equal angles relative to the incident beam and with almost the same energy. The spectra show two well-defined peaks which can be interpreted as those in which a proton is knocked out respectively from the *p*-shell and from the *s*-shell in the carbon. From the angular distributions we can deduce the momentum distribution of the *p* and *s* protons. These distributions are in agreement with the distributions which can be calculated from the harmonic oscillator model, but with different parameters for the two states.

1. Introduction. — Les réactions p, 2p sur le carbone et d'autres noyaux ont déjà été étudiées à différentes énergies : 340 MeV [1], 185 MeV [2] et 440 MeV [3], à 660 MeV [4], 153 MeV [5] et 158 MeV [6]. Les mesures des énergies et des corrélations angulaires des deux protons ont montré qu'on peut interpréter la réaction comme consistant en une diffusion quasi libre du proton incident sur un des protons du noyau cible compte tenu de son énergie de liaison et son impulsion. Les énergies de liaison dans le carbone qui s'en déduisent permettent de distinguer deux groupes de protons qu'on peut faire correspondre aux états $p_{3/2}$ et *s* du modèle en couche occupés respectivement par 4 et 2 protons. Les résultats sur les protons *s* étaient encore incertains, sauf à 440 MeV.

Nous avons repris l'étude de la réaction pour tenter de préciser les informations qui peuvent en être déduites quant à la distribution en impulsion, des protons *p* et *s*. Pour simplifier l'interprétation nous avons étudié la réaction lorsque les deux protons sont émis symétriquement par rapport au proton incident, coplanairement et avec des énergies voisines.

Les équations de conservation s'écrivent :

$$E_0 = E_1 + E_2 + E_L + E_R \quad (1)$$

$$p_0 = p_1 + p_2 + p_R \quad (2)$$

où E_0, E_1, E_2, E_R sont les énergies cinétiques du proton incident, des deux protons de réaction et du noyau de recul (^{11}B), p_0, p_1, p_2, p_R les impulsions correspondantes, et E_L l'énergie de liaison des protons dans le noyau cible. Leur impulsion *q* peut être reliée à p_R par la relation

$$p_R = -(q + q') \quad (3)$$

où q' est une impulsion, dont la valeur absolue est en général faible par rapport à celle de *q* et qui tient compte de l'interaction globale entre les protons avant ou après la diffusion p-p et les autres nucléons, en particulier de la réfraction au sens du modèle optique. On peut donc espérer déduire *q* de p_R moyennant une petite correction, p_R résultant des conditions expérimentales.

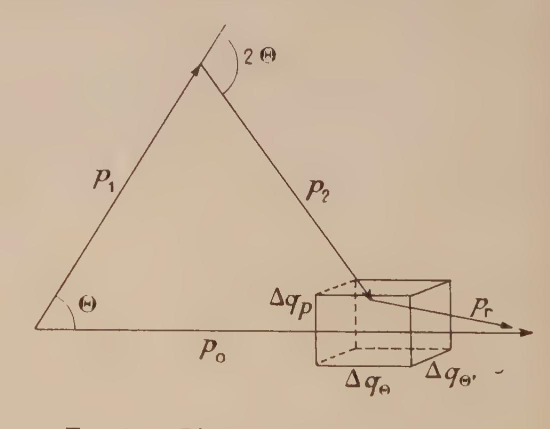


FIG. 1. — Diagramme des impulsions.

Dans les conditions choisies, les angles de diffusion sont égaux à θ, à ± Δθ près, les énergies E_1 et E_2 sont égales à $E = 1/2\,(E_0 - E_2 - E_R)$ à

$\pm \Delta E$ près et donc les impulsions p_1 et p_2 sont égales à p à $\pm \Delta p$ près. Compte tenu de l'angle maximum $\pm \Delta\theta'$ entre p_1 et p_2 et le plan de diffusion, on voit que p_R est sensiblement parallèle ou antiparallèle à p_0 (*fig.* 1), les deux extrémités étant confondues et l'origine de p_R se trouvant dans un volume sensiblement parallèlépipèdique

$$V = 4p \sin \theta \Delta\theta \times 4\Delta p \sin \theta \times 4p\Delta\theta' \qquad (4)$$

dont le centre se trouve, par rapport à l'extrémité, à une distance au premier ordre

$$p_R = |p_0 - 2p \cos \theta| \qquad (5)$$

qui s'annule pour un angle $\theta_0 = \text{arc} \cos \frac{p_0}{2p}$ égal à $40°$ et $34°$ pour $E_0 = 155$ MeV, $E_L = 16$ et 36 MeV respectivement.

Nous avons mesuré pour différentes valeurs de θ, comprises entre 28° et 70°, le spectre de somme $E_1 + E_2$, E_1 étant compris dans une certaine bande choisie de façon que E_1 et E_2 soient voisins, ce qui permet de déterminer E_L et p_R.

2. **Dispositif expérimental.** — Nous avons utilisé le faisceaux externe de protons de 155 MeV du synchro-cyclotron [7] fonctionnant avec une accélération auxiliaire à fréquence de modulation élevée (40 kHz) qui améliore considérablement la fraction du temps occupée par le faisceau [8]. Cette fraction est de l'ordre de 10 % dans nos conditions, où un diaphragme interne est disposé de façon à réduire les oscillations radiales sur les dernières orbites et donc la largeur en énergie du faisceau externe à environ 1 MeV. Cette fraction élevée permet d'éliminer presque complètement les coïncidences fortuites dans l'appareillage de détection.

Le faisceau externe est focalisé par une paire de lentilles quadrupolaires, défléchi magnétiquement de 18°, puis diaphragmé pour obtenir sur la cible une section circulaire de 20 mm de diamètre.

L'ensemble de l'appareillage de détection est représenté sur la figure 2. La cible de carbone est constituée d'un disque de graphite de 70 mg/cm² et peut être remplacée par une cible de polyéthylène de 60 mg/cm² pour les étalonnages par diffusion p-p. Ces cibles sont placées dans une chambre à réaction sous vide de 70 cm de diamètre, ainsi que trois scintillateurs. L'émission simultanée de deux protons dans des angles de diffusion $\pm \theta$ est observée à l'aide de quatre scintillateurs plastiques de 0,1 g/cm², définissant pour chacune des deux directions des angles solides égaux à 0,07 stéradian, suivis de photomultiplicateurs 56 AVP reliés à un circuit de coïncidences rapides de temps de résolution 5.10^{-9} s environ.

Les énergies sont mesurées par des scintillateurs à énergie totale constitués par des cristaux de NaI(Tl) de diamètre et épaisseur 63,5 mm suivis de photomultiplicateurs Dumont 6363, le seuil sur chacune des voies est de 19 MeV en protons et la réponse est linéaire au-dessus de 40 MeV. Les impulsions linéaires sont additionnées par un circuit à résistance et l'impulsion qui en résulte est observée par un sélecteur d'amplitude à 256 canaux ouvert par un signal de coïncidences lentes entre les coïncidences rapides et un sélecteur à une bande définissant la bande d'énergie choisie sur une des voies linéaires.

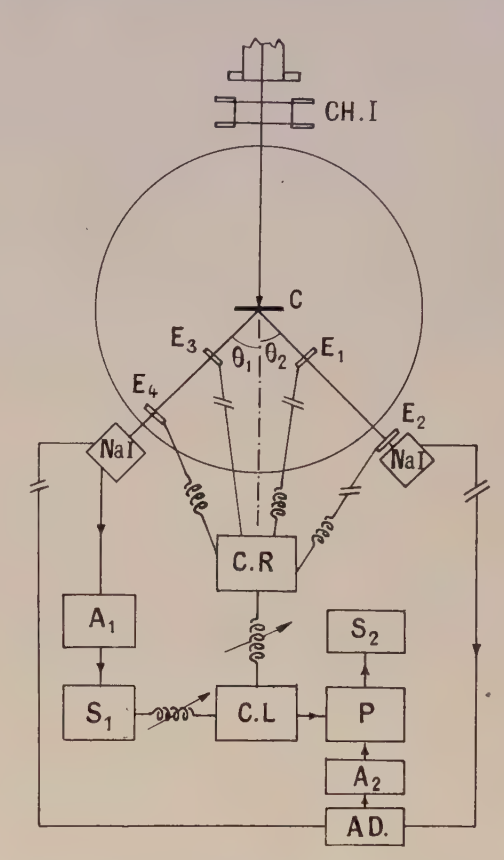


Fig. 2. — Diagramme du dispositif expérimental
CH.I : chambre d'ionisation ; CR : coïncidences rapides ; A_1A_2 : amplificateurs 2 MHz ; S_1 : sélecteur unicanal ; S_2 : sélecteur 256 canaux ; P : porte linéaire ; AD : addition ; CL : coïncidences lentes.

La mise au point et l'étalonnage en énergie sont effectués grâce à la diffusion p-p à 44°-44° pour des énergies incidentes de 155 et 127 MeV et des énergies moitié sur chacune des voies. On règle de cette façon les impulsions à la même hauteur et l'impulsion de somme correspond à l'énergie incidente. Sa largeur est du même ordre que celle obtenue avec des protons de 155 MeV absorbés dans un cristal (2 %), elle augmente d'un facteur 1,8 quand les énergies sont dans un rapport 1,5 (diffusion p-p à 50°-38°) au lieu de 1. Ceci explique, au moins en partie, la largeur des raies observées dans la réaction p, 2p sur le carbone. Une pre-

mière série de mesures a été faite avec des angles solides égaux à 0,15 steradian et avec des scintillateurs plastiques de 0,4 g/cm². La cible de carbone avait alors une épaisseur de 38 mg/cm².

3. **Résultats.** — Les figures 3*a* et 3*b* représentent le spectre de somme obtenu sur le carbone aux angles 44-44° et 50-50°, l'énergie sur une voie étant fixée dans une bande E_1 de 52 à 78 MeV. Le pic le plus énergique est dû à la diffusion p-p par suite d'une contamination de 6,7 μg/cm² en hydrogène de la cible de graphite. Il disparaît aux angles autres que 44-44°, ou en baissant la bande d'énergie. Le deuxième pic est distant de 16 MeV, soit à 44-44°, exactement l'énergie de liaison

$$E_L = E_0 - (E_1 + E_2)$$

puisque $E_R \sim 0$, il correspond à la diffusion sur des protons p 3/2 du carbone laissant le noyau résiduel de ^{11}B dans son état fondamental $\left(\frac{3}{2} -\right)$ ou dans son premier état excité de 2,2 MeV (1/2 —). La première transition est seule possible dans le modèle à couplage *j-j*, les deux l'étant dans le modèle *l-s* ; notre résolution ne permet pas encore de distinguer entre les deux possibilités.

Le troisième pic est distant de $E_L = 36$ MeV ce qui correspond à une énergie d'excitation du noyau de ^{11}B de 20 MeV environ, sans doute le niveau $\left(\frac{1}{2} +\right)$ de la résonance géante, ce qu'on peut expliquer par la diffusion sur les protons comme le confirme la distribution angulaire. On voit qu'à 44-44° ce pic *s* est aussi important que le pic *p* et a sensiblement la même largeur, alors que dans les autres expériences à 155 MeV il apparaît être beaucoup plus large et plus faible. Cette différence est sans doute expliquable par la condition supplémentaire $E_1 \sim E_2$ que nous avons imposée par la bande sur une des voies linéaires : pour $E_L = 36$ MeV E_2 est compris entre 41 et 67 MeV, ce qui fait que d'une part nous évitons une non-linéarité pouvant élargir le pic de somme et d'autre

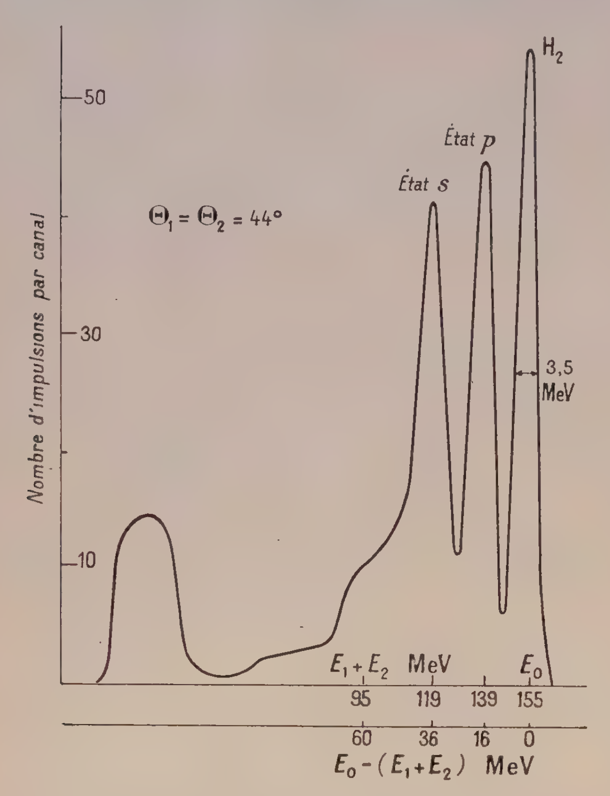


FIG. 3*a*. — Spectre de la somme des énergies pour $E_1 \sim E_2$.

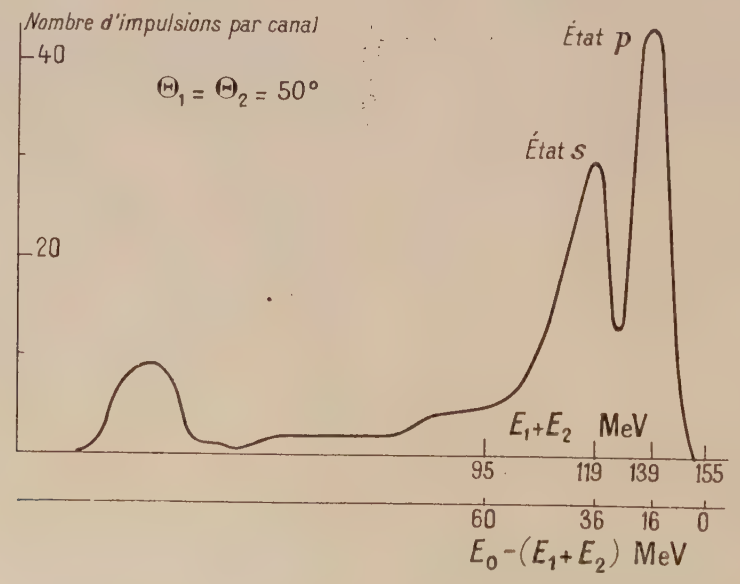


FIG. 3*b*. — Spectre de la somme des énergies pour $E_1 \sim E_2$.

part nous ne faisons pas intervenir les événements où l'une des énergies est faible et donc l'absorption dans le noyau, importante, ce qui peut défavoriser les événements *s* par rapport aux événements *p* par suite des différences d'énergie.

Au-dessous du pic s on observe une région continue correspondant à E_L compris entre 40 et 100 MeV qui peut s'expliquer par une légère persistance de la non-linéarité, par des effets secondaires à l'intérieur du noyau comme une diffusion sur un nucléon d'un proton provenant d'une diffusion p ou s primaire, ou enfin comme l'a suggéré Wilkinson [9] par l'existence d'états plus excités que ne le prévoit le modèle habituel ignorant des effets comme celui du « cœur » répulsif. L'intensité assez faible dans cette région montre que cet effet, s'il existe, n'est pas prédominant.

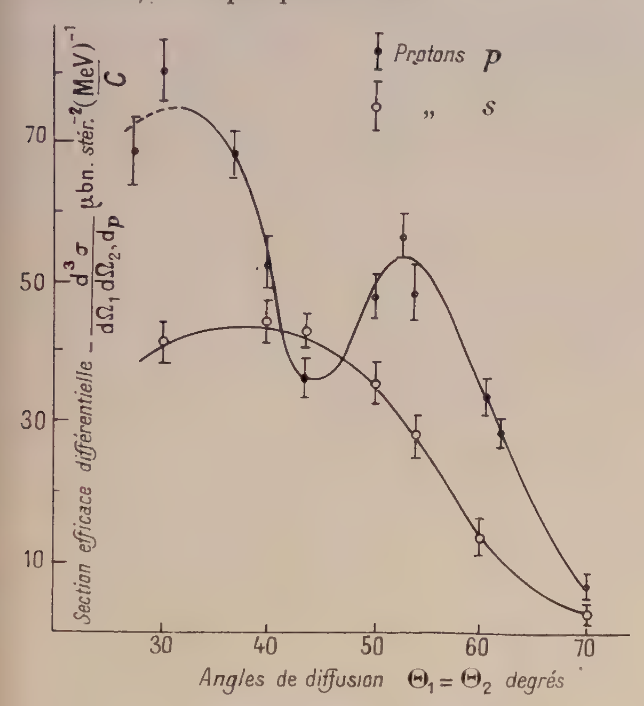


FIG. 4. — Distributions angulaires.

On observe enfin du côté des basses énergies une bande importante qui a la même énergie que la bande sur E_1 et qui paraît être due au fait que si le seuil pour avoir une impulsion sur la voie 2 est de 19 MeV, par contre le seuil pour déclencher les coïncidences rapides n'est que de 10 MeV. Nous avons vérifié en interposant un absorbant que le phénomène est dû à des protons : il s'agirait donc d'événements très dissymétriques avec $E_1 = 52$ à 78 MeV $E_2 = 10$ à 19 MeV qu'on peut expliquer comme plus haut par des effets secondaires dans le noyau du type double diffusion. Un calcul très approché de ces effets peut rendre compte de l'intensité observée.

Des spectres identiques ont été obtenus à différents angles de diffusion compris entre 28 et 70°. Le fait qu'ils restent comparables à tous les angles, notamment en ce qui concerne les pics *p* et *s*, confirme l'interprétation donnée. L'élargissement de ces pics que l'on observe aux grands angles peut être attribuée au fait que p_R et donc E_R sont moins bien déterminés.

La figure 4 représente la distribution angulaire qui s'en déduit pour les pics p et s. Les valeurs absolues de la section efficace différentielle $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dp}$ ont été obtenues par comparaison avec la diffusion p-p. La section efficace $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE}$ couramment utilisée s'en déduit par un facteur m/p ou m est la masse du proton, soit 2,6 pour l'état *p* et 2,8 pour l'état S. Les distributions angulaires pour la région continue au-dessous du pic *s* et pour la bande sont assez voisines de celle obtenue pour le pic *s*.

L'existence d'un minimum pour la distribution *p* et d'un maximum pour la distribution *s* au voisinage de $\theta = 40°$ en confirme qualitativement l'interprétation puisque cette valeur de θ correspond à des valeurs faibles de p_R et donc de q, pour lesquelles les distributions des densités $\rho(q)$ sont respectivement minimum et maximum.

En ce qui concerne la distribution angulaire p on constate toutefois que le minimum se produit à $\theta = 44°$ alors que p_R s'annule à $\theta = 40°$. Ceci peut s'interpréter par la réfraction à la sortie du noyau des protons de diffusion, le noyau ayant un indice de l'ordre de 1,2 aux énergies considérées. Une estimation très approchée tenant compte de l'absorption laisse prévoir que les angles de diffusion à l'intérieur du noyau sont en moyenne plus faibles de quelques degrés aux angles observés à l'extérieur. Pour tenir compte de cet effet, nous avons posé dans la relation (3)

$$q' = C^{te} = 35 \text{ MeV}/c$$

d'après l'écart observé : ceci n'est peut-être pas valable aux grands ou faibles angles, donc aux q élevés mais la correction est alors relativement faible.

La position du maximum de la distribution s est moins bien déterminée. Comme les protons s sont en moyenne près du centre du noyau, on peut penser que la correction de réfraction est faible et nous avons pris $q' = 20.\text{MeV}/c$.

4) **Distribution des impulsions.** — La relation entre la section efficace différentielle et la densité $\rho(q)$ dans l'espace des impulsions q peut s'obtenir assez simplement par l'approximation de Born (voir [2], [6] et [10], la correction d'effet du noyau étant traitée par le modèle optique avec

un potentiel $V + iW$ introduisant un effet de réfraction traité ci-dessus et un effet d'absorption. On peut tenir compte de celui-ci en introduisant un facteur d'absorption

$$F = e^{-\Sigma \frac{\bar{r}}{\lambda}}$$

où $\bar{r}$ est la distance moyenne parcourue dans le noyau et $\lambda = 4{,}5\sqrt{E + V}/W$ en f (avec E, V et W en MeV) le libre parcours moyen de chacun des protons intervenant dans la diffusion.

Nous avons vu que chaque mesure définit un ensemble de valeurs de p_r et donc de q occupant un volume V dans l'espace des q. Le nombre d'événements observés par proton incident, par noyau cible et pour un état contenant z protons sera donc égal à

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1\, d\Omega_2\, dp} . \Delta\Omega_1\, \Delta\Omega_2\, 2\Delta p = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1}\right)_{p.p} \Delta\Omega_1\, z\rho(q) . \Delta V . F . \frac{v_0'}{v}$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1}\right)_{p.p}$ est la section efficace de diffusion entre deux protons d'impulsions initiales p_0 (vitesse v_0) et q ou, ce qui est équivalent, entre un proton de vitesse v_0' et d'énergie incidente

$$E_0' = \sqrt{(p_0' \pm q)^2 C^2 + m^2 C^4}$$

et un proton au repos dans le laboratoire. Dans celui-ci, les deux angles de diffusion sont égaux à θ, dans le centre de masse p-p, ils sont égaux à 90°, puisque les impulsions sont égales après la diffusion, et la section efficace correspondante en mb/ster peut être calculée par la formule empirique établie pour la diffusion p-p libre.

$$\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}_1} = 1{,}9 + \frac{230}{E_0'} + \frac{4\,850}{E_0'^2}$$

ou l'énergie incidente E_0' dans le laboratoire est en MeV. Comme cette section efficace varie peu avec l'énergie et l'angle de diffusion, l'influence des écarts $\Delta\theta$ et Δp est négligeable.

La section efficace dans le noyau doit être plus faible mais la correction est peu importante.

Par suite de la relation entre les éléments d'angle solide, la section efficace dans le laboratoire s'en déduit par

$$d\sigma/d\Omega_1 = d\sigma/d\bar{\Omega}_1\, 1/\sin^3 \theta$$

et comme d'après (4)

$$\Delta V = 64p^2 \Delta p \sin^2 \theta . \Delta\theta . \Delta\theta' = 8p^2 2\Delta p\, \Delta\Omega_2 \sin^2 \theta$$

nous obtenons finalement

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1\, d\Omega_2\, dp} = 8p^2 \left(\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}_1}\right)_{p.p} z\rho(q) . F \frac{v_0'}{v_0 \sin\theta} .$$

A l'aide de cette équation on peut déduire des distributions angulaires, les distributions des densités $\rho(q)$ pour les états p et s, à condition de supposer que le facteur F est constant. On peut le confirmer par un calcul très approché donnant $F = 1/6$, ce qui est du même ordre que la valeur observée pour les deux états en comparant les valeurs absolues à l'aide de l'équation ci-dessus, où on néglige la variation très faible du dernier facteur.

On peut comparer les résultats avec les distributions qui se déduisent du modèle de l'oscillateur harmonique, de potentiel $V(r) = \frac{1}{2} M\omega^2 r^2$, qui rend assez bien compte de la distribution $\rho(r)$ des protons mesurée par diffusion inélastique d'électrons rapides (11). Dans ce cas, les distributions $\rho(r)$ et $\rho(q)$ ont les mêmes formes analytiques pour les différents états, $f(r/a)$ et $f(q/q_a)$ avec

$$q_a = \hbar/a = \sqrt{M(\hbar\omega)}.$$

Dans notre cas, on a pour l'état s, en normalisant

$$z\rho(q) = 2 \frac{e^{-q^2/q^2_a}}{4\pi \int_0^\infty e^{-q^2/q^2_a} q^2\, dq} = \frac{2}{\pi^{3/2} q_a^3} e^{-q^2/q^2_a}$$

et pour l'état p

$$z\rho(q) = \frac{8}{3\pi^{3/2} q_a^3} \cdot \frac{q^2}{q_a^2} e^{-q^2/q^2_a}.$$

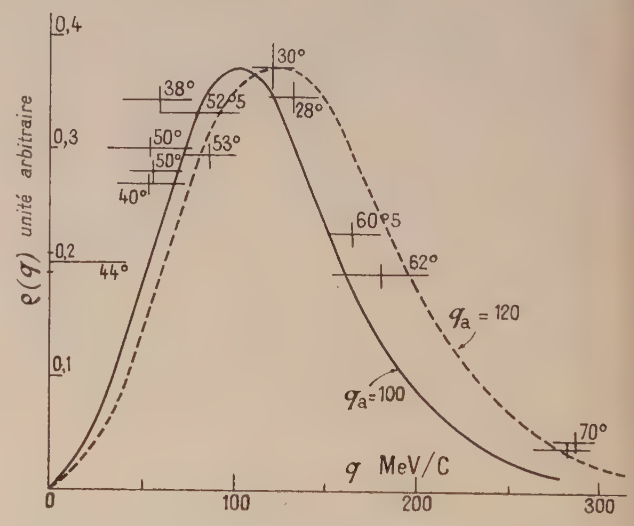


Fig. 5a. — Distribution des impulsions des protons p dans le ^{12}C.

$\rho(q) = [q/q_a]^2 e^{-(q/q_a)^2}$
$p_r = -(q + q')$
$q' = 35$ MeV/c
$q_a = 110 \pm 10$ MeV/c.

On voit d'après les figures 5a et 5b que les distributions expérimentales sont compatibles avec ces distributions mais à condition de choisir des paramètres q_a assez différents ; pour l'état s $q_a = 170 \pm 10$ MeV/c (soit $a = 1{,}18 \pm 0{,}07\ f$, $E_a = 1/2\, \hbar\omega = 15{,}5 \pm 1{,}8$ MeV) et pour l'état p

$q_a = 110 \pm 10$ MeV/c (soit $a = 1{,}82 \pm 0{,}16$ f et $1/2\,\hbar\omega = 6{,}4 \pm 1$ MeV). On a déterminé q_a pour

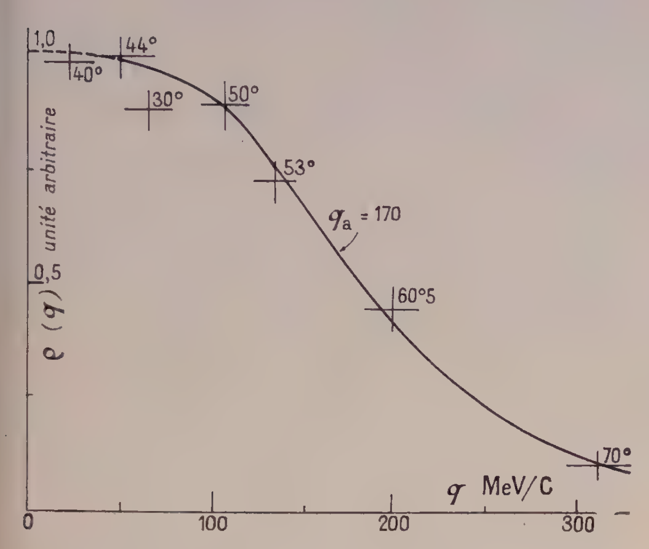


Fig. 5*b*. — Distribution des impulsions des protons *s* dans le ^{12}C.

$$\rho(q) = e^{-(q/q_a)^2}$$
$$q_a = 170 \pm 10 \text{ MeV}/c.$$

l'état s d'après la partie décroissante de la courbe, la détermination de son origine étant incertaine à cause de l'imprécision de la position du maximum de la distribution angulaire pour le pic *s* (*fig.* 4).

Il est évident que les approximations faites pour déduire $\rho(q)$ ne permettent d'atteindre que des ordres de grandeur. Toutefois on peut penser que les corrections par rapport à l'approximation de Born ne sont pas considérables et qu'elles sont voisines pour les événements p et s, ainsi que l'indique la valeur de F dans les deux cas — Ces corrections ne peuvent donc sans doute suffire à expliquer la différence entre les paramètres des deux distributions.

De plus on peut déduire des valeurs de a celle du rayon quadratique moyen du carbone et la comparer aux valeurs obtenues par des déterminations plus directes.

Il semble y avoir accord avec la valeur obtenue par diffusion des électrons sur le carbone [11] pour l'ensemble des deux états soit 2,50 f.

La différence observée entre les états *s* et *p* pourrait confirmer le résultat obtenu par des théories récentes du noyau, suivant lesquelles le potentiel réel dépend fortement de l'état considéré, les nucléons des états les plus internes étant repoussés à l'intérieur du noyau [12] [13]. Toutefois la différence que nous observons semble plus élevée.

Note ajoutée aux épreuves. — Des expériences ont été effectuées sur ^{6}Li et ^{7}Li (cf. *Phys. Rev. Letters*, 461, **7**, 261), ^{10}B et ^{11}B en collaboration avec Strunch (K.), Teillac (J.) et Cavezasio (C.). Sauf pour ^{6}Li, les résultats peuvent s'interpréter par le modèle en couches. *p* et *s* sont nettement différents, et ceux pour la couche *s* paraissent différer de ceux qu'on peut déduire de la diffusion des électrons en utilisant le modèle de l'oscillateur harmonique.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cladis (J. B.), Hess (W. N.) et Moyer (B. J.), *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 425.
[2] Maris (Th.), Hillman (P.) et Tyren (H.), *Nucl. Physics*, 1958, **7**, 1 et 10.
[3] Tyren (H.) et Isacsson (P.), dans Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Structure, 1960, 429.
[4] Azhgirei (L. S.), Vzorov (I. K.), Zrelov (V. P.), Mescheryakov (M. G.) et Neganov (B. S.), *Soviet Physics J. E. T. P.*, 1959, **36**, 1162.
[5] Gooding (T. J.) et Pugh (H. G.), *Nucl. Physics*, 1960, **18**, 46 et *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 326.
[6] Gottschalk (B.) et Strauch (K.), *Phys. Rev.*, 1960, **125**, 1005.
[7] Bergamaschi (C.) et al., *J. Physique Rad.*, 1960, **21** 305.
[8] Cabrespine (A.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 334.
[9] Wilkinson (P. H.), *Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Structure*, 1960, 49.
[10] Riley (K. F.), Pugh (H. G.) et Gooding (T. J.), *Nucl. Physics*, 1960, **18**, 65.
[11] Ehrenberg (H. F.) et al., *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 666. Ravenhall (D. G.), *Rev. Mod. Physics*, 1958, **30** 430.
[12] Brueckner (K. A.), Lockett (A. M.) et Rotenberg (M.), *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 255.
[13] Jancovici, *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 1608 ; 1956, **242**, 883.

DIFFUSION PROTONS-PROTONS A 155 MeV

C. CAVERZASIO, K. KURODA et A. MICHALOWICZ
Laboratoire de Physique Nucléaire, Orsay.

Résumé. — La section efficace différentielle de diffusion p-p à 155 MeV a été mesurée en utilisant une cible à hydrogène liquide, entre 8° et 90° CM. Nos résultats se recoupent avec ceux que nous avons obtenus précédemment entre 30° et 110° CM en utilisant une cible de polythène.

Abstract. — Measurements of the proton-proton differential scattering cross-section at 155 MeV have been made within the angular range 8°-90° C. M., using a liquid hydrogen target ; results are consistant with our previous measurements made with a CH_2 target between 30°-110° C. M.

Dans ce travail dont nous présentons ici les résultats, nous avons complété nos mesures de section efficace de diffusion protons-protons à 155 MeV [1] en les étendant aux faibles angles et particulièrement dans la région d'interférence coulombienne, en utilisant une cible d'hydrogène liquide. Les nombreux travaux théoriques déjà effectués et en cours [2] en vue de déterminer un potentiel d'interaction nucléon-nucléon rendant compte correctement de l'ensemble des résultats expérimentaux de la diffusion à tous les angles et dans un grand domaine d'énergies, semblent devoir aboutir prochainement à une solution satisfaisante. Les calculs systématiques effectués par Breit et al. [3] prenant pour point de départ à la fois les différentes formes de potentiels proposés et l'ensemble des résultats expérimentaux entre 10 et 345 MeV — y compris ceux de 150 MeV obtenus à Harwell [4] et Harvard [5] — montrent pourtant un désaccord entre les derniers résultats concernant particulièrement les mesures des sections efficaces différentielles et les différentes solutions obtenues. Ce désaccord va dans le même sens que celui que nous obtenions [1] entre nos précédentes mesures et ceux de ces auteurs. Il est donc important de refaire et de compléter les mesures. D'un autre point de vue, bien que des mesures des sections efficaces différentielles soient insuffisantes à elles seules pour déterminer les éléments de la matrice de diffusion, une analyse des résultats dans la région d'interférence coulombienne permet toutefois d'en calculer plusieurs paramètres [6].

La figure 1 représente schématiquement notre dispositif expérimental. Nous avons changé les

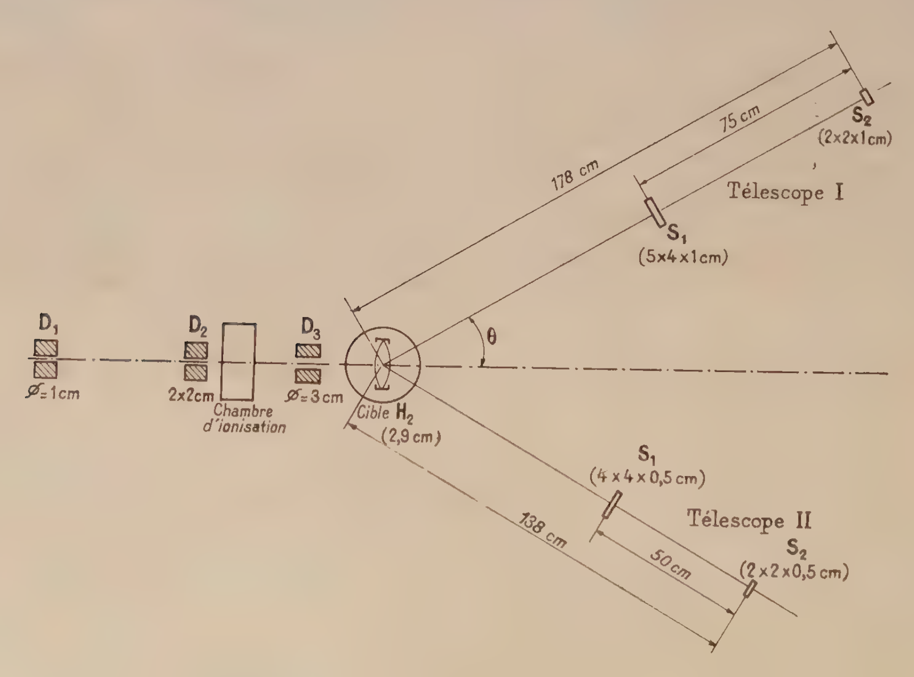


Fig. 1.

conditions expérimentales par rapport à [1] de façon à avoir une série de mesures absolues indépendantes. Le faisceau de protons du synchrocyclotron d'Orsay, défléchi magnétiquement et focalisé, traverse deux diaphragmes de définition et deux diaphragmes d'antiscattering avant de tomber sur la cible d'hydrogène liquide, où sa dimension est alors une tache d'environ $1,5 \times 2$ cm. La structure stocastique du faisceau nous permet de travailler avec une intensité relativement grande même aux faibles angles de l'ordre de 10^8 protons, par seconde, sur la cible. Cette intensité est mesurée à l'aide d'une nouvelle chambre d'ionisation étalonnée en valeur absolue par rapport à une cage de Faraday. La cible d'hydrogène liquide proprement dite a une forme de lentille d'épaisseur mesurée $2,89 \pm 0,03$ cm dans la région du centre ; elle est contenue dans une enceinte cylindrique vidée ; toutes les parois sont en mylar de 80 μ. Cette forme et cette faible épaisseur ont été adoptées pour avoir une définition en quantité d'hydrogène plus précise qu'avec la forme cylindrique classique et des corrections minimes, dues à l'épaisseur de la cible. En contre partie, le bruit de fond relatif était plus important qu'avec une cible cylindrique plus épaisse ; ce fait n'était pas gênant par lui-même, l'intensité utilisée nous permettant une accumulation statistique importante. Malheureusement une légère fuite d'azote venant se solidifier sur la paroi froide augmentait encore ce bruit de fond et le rendait variable après chaque remplissage du réservoir de la cible, avant de se stabiliser ; des mesures de bruit de fond, cible vide, ont été faites systématiquement avant et après chaque mesure sur l'hydrogène, et en cas de variation, nous avons pris la moyenne tout en affectant nos mesures d'une barre d'erreur supplémentaire. Les protons sont détectés par deux télescopes indépendants, permettant à la fois deux mesures de section efficace à deux angles symétriques par rapport à l'axe du faisceau. Chacun des télescopes est relié à un circuit de coïncidences rapides de type différent, les performances de ces circuits mesurée avec des protons étaient respectivement de 3.10^{-9} s et de l'ordre de 2.10^{-10} s, pour un rendement de 100 % ; toutefois pour être assuré d'un rendement parfait pour ces mesures, les circuits ont été utilisés avec une ouverture largement supérieure à leur performance nominale, soit de l'ordre de 10^{-8} s pour l'un et 2.10^{-9} s pour l'autre, tout en ajustant

TABLEAU I

CM	TÉLESCOPE 1	TÉLESCOPE 2	(1960	MOYENNE
8°3	9,38 ± 0,2 (± 0,35) (*a*)	7,59 ± 0,15 (± 0,26)		8,48 ± 0,25 (± 0,44) (*b*)
10°4	4,25 ± 0,019 (± 0,15)	3,64 ± 0,06 (± 0,13)		3,95 ± 0,09 (± 0,20)
12°5	3,43 ± 0,07 (± 0,13)	3,31 ± 0,06 (± 0,10)		3,37 ± 0,09 (± 0,16)
14°5	3,30 ± 0,10 (± 0,14)	3,29 ± 0,09 (± 0,11)		3,30 ± 0,13 (± 0,18)
16°8	3,31 ± 0,09 (± 0,13)	3,39 ± 0,10 (± 0,13)		3,35 ± 0,13 (± 0,18)
18°7	3,47 ± 0,10 (± 0,15)	3,51 ± 0,10 (± 0,13)		3,49 ± 0,14 (± 0,20)
20°8	3,61 ± 0,10 (± 0,15)	3,70 ± 0,10 (± 0,14)		3,66 ± 0,14 (± 0,21)
22°9	3,92 ± 0,06 (± 0,13)	3,82 ± 0,04 (± 0,11)		3,87 ± 0,07 (± 0,17)
25°	3,57 ± 0,05 (± 0,12)	3,58 ± 0,03 (± 0,10)		3,58 ± 0,06 (± 0,16)
26°	3,62 ± 0,05 (± 0,13)			3,62
27°	3,87 ± 0,05 (± 0,13)	3,81 ± 0,04 (± 0,11)		3,84 ± 0,06 (± 0,16)
29°	3,77 ± 0,05 (± 0,13)	3,73 ± 0,03 (± 0,10)		3,75 ± 0,06 (± 0,16)
31°1	3,89 ± 0,04 (± 0,12)	3,86 ± 0,03 (± 0,10)	3,86 ± 0,04 (± 0,09)	3,87 ± 0,05 (± 0,12)
35°5	3,87 ± 0,04 (± 0,12)	3,82 ± 0,03 (± 0,10)		3,85 ± 0,05 (± 0,16)
37°3	3,77 ± 0,07 (± 0,13)	3,71 ± 0,05 (± 0,11)		3,74 ± 0,09 (± 0,17)
41°5	3,94 ± 0,05 (± 0,13)	3,94 ± 0,03 (± 0,11)	3,82 ± 0,04 (± 0,07)	3,88 ± 0,05 (± 0,11)
46°6	3,83 ± 0,05 (± 0,13)			3,83
51°7	3,91 ± 0,05 (± 0,13)	3,76 ± 0,03 (± 0,10)	3,81 ± 0,04 (± 0,07)	3,82 ± 0,05 (± 0,11)
62°	3,66 ± 0,04 (± 0,12)	3,76 ± 0,03 (± 0,10)	3,69 ± 0,03 (± 0,07)	3,70 ± 0,04 (± 0,11)
72°		3,76 ± 0,04 (± 0,10)	3,68 ± 0,03 (± 0,07)	3,71 ± 0,04 (± 0,10)
82°2		3,67 ± 0,04 (± 0,10)	3,67 ± 0,03 (± 0,07)	3,67 ± 0,04 (± 0,10)
90°2	3,73 ± 0,075 (± 0,12)	3,77 ± 0,04 (± 0,10)	3,67 ± 0,03 (± 0,06)	3,71 ± 0,06 (± 0,11)
102°2			3,75 ± 0,05 (± 0,11)	3,75
112°			3,76 ± 0,05 (± 0,11)	3,76

(*a*) L'erreur absolue figure dans la parenthèse.
(*b*) L'erreur indiquée correspond à l'écart standard ; un poids statistique double a été accordé à nos résultats 1960, moyenne de 2 séries de mesures.

les retards en fonction de l'énergie des protons détectés. Le nombre de coïncidences fortuites était absolument négligeable.

Le tableau I donne l'ensemble de nos résultats obtenus. La dernière colonne donne pour chaque angle la moyenne des mesures, affectée d'un écart standard calculé en donnant un poids statistique double à nos mesures antérieures (celles-ci étaient déjà la moyenne de 2 séries). Les corrections apportées aux résultats bruts étaient essentiellement :

a) les pertes dues à l'absorption et à la diffusion des protons dans le scintillateur 1 avant d'attendre le scintillateur de définition ; celles-ci ont été mesurées expérimentalement en faisant pour chaque angle une courbe d'absorption en ajoutant des épaisseurs supplémentaires de plastique et en extrapôlant à O l'épaisseur d'absorbant. Cette correction était de 1,5 à 5 % pour le télescope n° 2, et de 3 à 10 % pour le télescope n° 1, en fonction de l'angle ;

b) la transformation de l'intensité de bruit de fond mesuré cible vide en bruit de fond réel, cible pleine, en admettant une loi en

$$\sigma(E, \theta)\sqrt{E'} = \sigma(E', \theta)\sqrt{E}$$

de l'intensité de bruit de fond et une perte d'énergie des protons dans la cible de 2,5 MeV. Le bruit de fond provient en effet essentiellement des parois dont la moitié se trouve après la traversée de la cible. Cette correction est au maximum de l'ordre de 1 %.

Le tableau II donne un exemple des erreurs relatives et absolues affectant les mesures à chaque angle, chaque cause d'erreur pouvant varier d'un angle à l'autre. La figure 2 donne la variation de la section efficace différentielle *p-p* à 155 MeV d'après les résultats de nos 3 séries de mesures.

Les résultats que nous obtenons avec nos télescopes indépendants sont cohérents et se recoupent parfaitement avec les valeurs que nous trouvions par la méthode utilisant CH_2 comme cible, aux grands angles [1].

L'écart entre les couples de point à 8° et 10°C. M., dépassant largement les erreurs relatives, peut s'expliquer par un mésalignement de 0°1 et de la légère divergence du faisceau pour cette région de variation très rapide de la section efficace. Seules

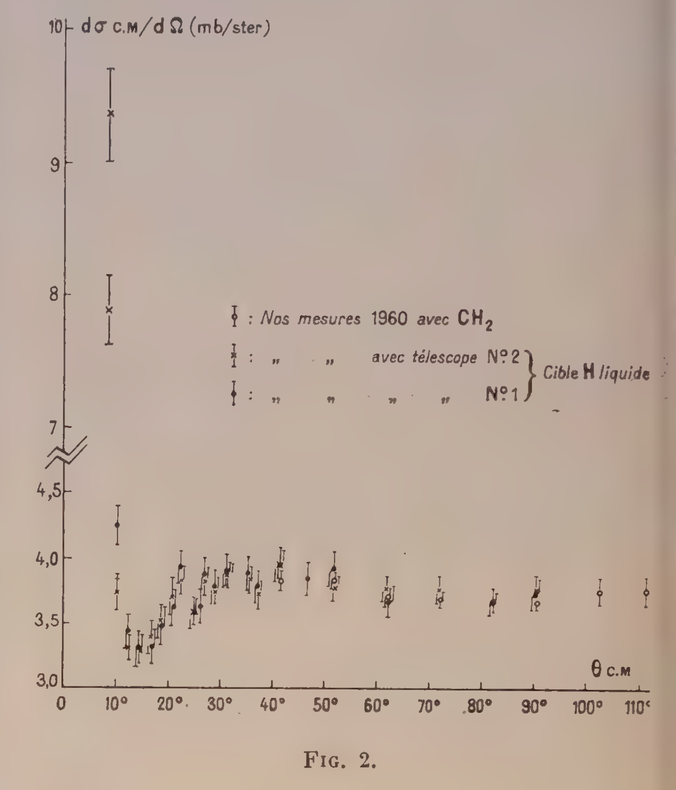


Fig. 2.

les deux mesures vers 25 °C. M. semblent aberrantes.

Dans la figure 3 nous comparons nos résultats (valeur moyenne) à ceux de Harwell [4] et Harvard (*) [5] (moyenne pour chaque point des mesures

(*) Les valeurs absolues de Harvard doivent toutefois être abaissées d'environ 5 % selon une communication privée du Pr Wilson.

TABLEAU II (θ = 20°8 CM)

Source d'erreur	Erreur relative % Télescope 1	Erreur relative % Télescope 2	Erreur absolue % Télescope 1	Erreur absolue % Télescope 2
Étalonnage	0	0	1	1
Épaisseur cible	0	0	2	2
Angle solide	0	0	1	1
Statistique	1,2	0,8	1,2	0,8
Diffusion dans scintillateur n° 1	0,5	0,5	2	1
Correction de B. F. en $f(E)$	0,5	0,5	0,5	0,5
Variation B. F. en $f(t)$	2,5	2,5	2,5	2,5
Total :	2,9	2,7	4,2	3,8

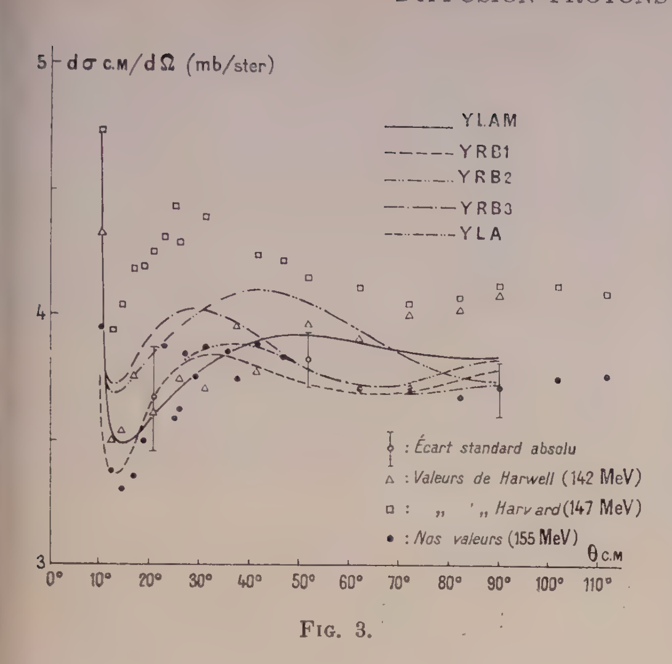


Fig. 3.

publiées) ainsi qu'aux courbes calculées par Breit et al. [3] pour une énergie des protons de 147 MeV ; les courbes notées γRB_{123} correspondent à une analyse partant d'un potentiel du type Marshak ajusté de façon à satisfaire aux résultats expérimentaux jusqu'à 150 MeV et à correspondre respectivement à l'une des solutions 1, 2 ou 3 des déphasages Strapp et al. [7] à 310 MeV ; les courbes YLA et YLAM correspondent à une analyse partant du potentiel de Gammel-Thaler. Nos solutions semblent se recouper assez correctement avec la solution notée YRB1, qui rend par ailleurs également compte correctement des résultats de mesures de différents paramètres de la diffusion p-p à différentes énergies. Nos résultats concordent également avec la courbe de section efficace calculée par Bryen [8] qui a utilisé un potentiel semi-phénoménologique du type Mershak modifié.

Ce travail a pu être réalisé grâce à la précieuse collaboration de M. Spondlin et de l'ensemble du groupe des basses températures qui ont réalisé la première cible à hydrogène liquide du laboratoire.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Caverzasio (C.) et Michalowicz (A.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 314.
[2] On trouvera une bibliographie complète sur ce problème dans la référence [3].
[3] Breit et al., *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 2224.
[4] Taylor, Wood et Brid, *Nuclear Physics*, 1960, **16**, 320.
[5] Palmieri, Cormack, Ramsay et Wilson, *Ann. Physique*, 1958, **5**, 299.
[6] Cromer (A.), Nuclear Forces and the few-Nucleon Problem, Pargamon Press, 1960, vol. **1**, p. 221.
[7] Stapp, Ypsilantis et Metropolis, *Phys. Rev.*, 1954, **105**, 302.
[8] Bryn, *Thèse* communiquée aimablement par le professeur Marshak.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 631.

ÉTUDE DES RÉACTIONS pp'γ A 151 MeV. CAS DU NIVEAU DE 15,1 MeV DE ^{12}C

par X. DE BOUARD, H. LANGEVIN-JOLIOT, N. MARTY et B. TATISCHEFF
Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Orsay.

Résumé. — L'excitation du niveau de 15,1 MeV de ^{12}C par les protons de 151 MeV, a été étudiée par coïncidences entre les protons diffusés et les protons de désexcitation. On donne la distribution angulaire des protons en coïncidence avec les protons émis dans le plan de diffusion à 70° du faisceau, et la valeur absolue de la section efficace différentielle de diffusion des protons à 8°. On donne également l'anisotropie de la corrélation angulaire p'γ à 8° dans le plan de diffusion.

Abstract. — Excitation of the 15.1 MeV level of ^{12}C by scattering of 151 MeV protons has been studied by coincidence between protons and de-excitation γ rays. We give the angular distribution of protons in coincidence with γ rays in the recoil nucleus direction, the correlation between protons scattered at 8° and γ rays, and the inelastic scattering cross-section at 8°.

L'étude de la diffusion inélastique des protons d'énergie moyenne (90 à 185 MeV) par les noyaux légers, a montré que celle-ci s'effectue en partie avec excitation de certains niveaux bien séparés. Dans le cas de ^{12}C, l'excitation d'un niveau d'énergie voisine de 15 MeV a été observée [1], [2].

Nous avions entrepris précédemment l'étude des réactions $p\ p'\gamma$ sur le noyau de carbone 12,

en nous attachant plus particulièrement au cas des niveaux situés dans la région de la résonance géante [3]. Au cours de ce travail nous avions pu montrer que le niveau excité au voisinage de 15 MeV était bien, au moins dans le cas où les protons diffusés sont observés à 10°, le niveau de 15,1 MeV $J = 1 +$, bien connu par ailleurs : ce niveau de spin isotopique $T = 1$, possède la propriété de se désexciter essentiellement par émission γ vers le niveau fondamental.

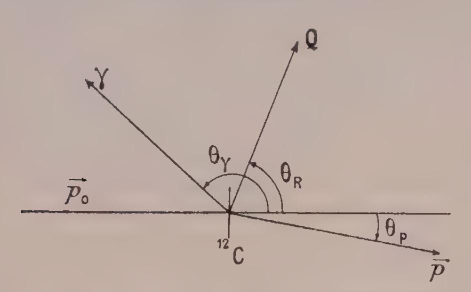


Fig. 1. — Réaction p-$p'\gamma$ dans le plan de diffusion (système du laboratoire).
θ_p : Angle de diffusion des protons.
θ_γ : Angle d'émission des photons.
θ_R : Angle de la direction du transfert de moment dans la diffusion p-p'.

Il nous a semblé intéressant de poursuivre l'étude de la réaction $pp'\gamma$ dans le cas de ce niveau, à l'aide des protons de 157 MeV du synchrocyclotron d'Orsay. On observe par coïncidence entre les protons diffusés et les photons, l'excitation du niveau de 15,1 MeV, à l'exclusion de tous les autres processus (diffusion élastique, ou inélastique sur d'autres niveaux voisins).

Nous avons utilisé le dispositif expérimental mis au point précédemment [3], en y apportant quelques modifications de détail. Les protons sont détectés et leur énergie analysée à l'aide d'un télescope à trois scintillateurs, mobile autour de la cible. Les photons sont étudiés à l'aide d'un scintillateur I Na(Tl) de grandes dimensions, mobile également dans le plan de diffusion (voir schéma *fig.* 1). La description de l'appareillage ainsi que la discussion des expériences sont exposés dans un article à paraître par ailleurs [4].

Résultats. — Les spectres de photons en coïncidence avec les protons diffusés d'énergie convenable présentent un pic caractéristique de l'émission de photons de 15 MeV, lorsque l'angle de diffusion est inférieur à 20° (lab.). On détermine le nombre d'impulsions en coïncidence correspondant à une bande d'énergie perdue dans le détecteur γ de 10,5 à 15,1 MeV.

Nous avons étudié en premier lieu la distribution angulaire des protons en coïncidence avec les photons de 15 MeV émis à 70° du faisceau incident, dans le plan de diffusion (direction dans laquelle des mesures préliminaires avaient indiqué un maximum du nombre de coïncidences), les résultats sont rassemblés (*fig.* 2). Les erreurs sur les ordonnées sont uniquement les erreurs statistiques standard et celles sur les abscisses tiennent compte d'un éventuel déplacement du faisceau par rapport au centre de la cible. La courbe de la figure 2 décroît très vite lorsque l'angle de diffusion augmente, ce qui laisse prévoir l'importance de l'excitation du niveau de 15 MeV par une onde $l = 0$. Elle représente la variation avec l'angle, de la section efficace différentielle $(\partial\sigma/\partial\Omega_p)_{\theta_p}$ si on peut admettre que l'émission des photons est isotrope. C'est également le cas si l'anisotropie de la corrélation $p'\gamma$ est constante lorsque la direction du noyau de recul reste voisine de 70°.

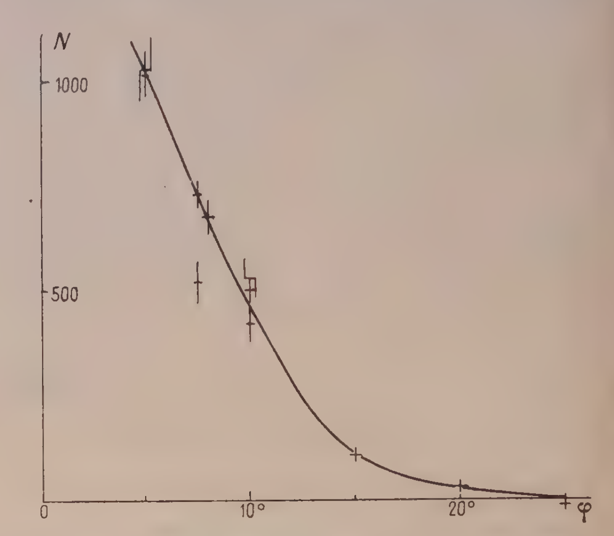


Fig. 2. — Distribution angulaire des protons diffusés. En abscisse, au lieu de φ, lire θ_p.

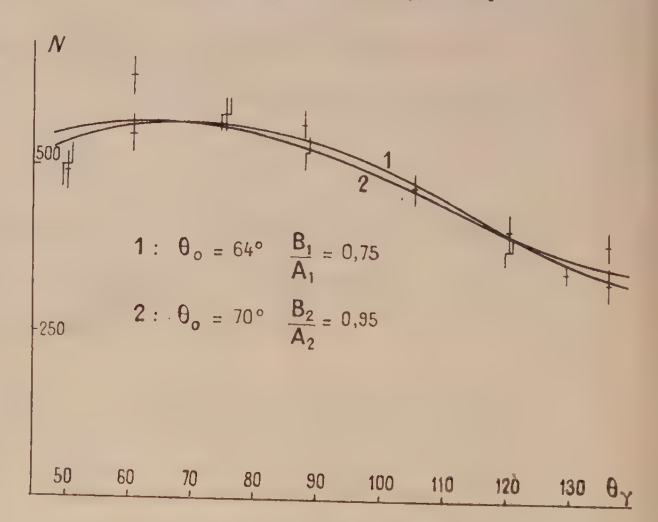


Fig. 3. — Corrélation angulaire p'-γ.

Nous avons étudié la corrélation $p'\gamma$ dans le plan

de diffusion pour un angle θ_p égal à 8° ; les résultats sont portés sur la figure 3.

Dans le cas d'une transition dipolaire, la corrélation $p'\gamma$ dans le plan de diffusion doit être de la forme $A + B \cos^2 (\theta\gamma - \theta_0)$. Si, de plus, les protons incidents et diffusés sont convenablement représentés par des ondes planes, la direction de symétrie θ_0 est la direction θ_R du noyau de recul dans la diffusion inélastique [5]. La courbe (1) a été déterminée par la méthode des moindres carrés dans cette hypothèse. La courbe (2) a été déterminée en considérant θ_0 et B/A comme des paramètres ajustables.

La corrélation angulaire expérimentale est atténuée par suite des angles solides de détection et on obtient en définitive

$$\theta_0 = \theta_R = 64^\circ \qquad B/A = 0{,}80 \pm 0{,}08 \qquad (1)$$

$$\theta_0 = 70^\circ \mp 5^\circ \qquad B/A = 1{,}01 \mp 0{,}20. \qquad (2)$$

Enfin, la connaissance de la corrélation angulaire $p'\gamma$, dans le plan de diffusion pour $\theta_p = 8^\circ$ (en admettant que la direction du transfert de moment est un bon axe de symétrie), nous a permis de déduire, par comparaison avec la section efficace de diffusion élastique au même angle [2], la valeur de la section efficace différentielle d'excitation du niveau de 15 MeV.

$$(\partial\sigma/\partial\Omega_p)_{8^\circ} = 0{,}9 \text{ mb/ster.}$$

(on a admis $\Gamma_\gamma/\Gamma = 0{,}8 \mp 0{,}2$ (6)) où Γ_γ et Γ sont respectivement la largeur partielle de déexcitation par γ au niveau fondamental et la largeur totale du niveau de 15,1 MeV.

Les résultats obtenus devraient pouvoir apporter des renseignements tant sur les propiétés du niveau de 15,1 MeV (notamment sur le mode de couplage des nucléons), que sur la forme de l'interaction responsable de l'excitation du niveau.

Il serait intéressant de poursuivre cette étude, en particulier de mesurer la corrélation $p'\gamma$ pour d'autres angles de diffusion des protons, et également de la mesurer dans un autre plan que le plan de diffusion.

Nous tenons à remercier ici M. Corbé qui a monté et mis au point l'appareillage électronique utilisé dans l'expérience, ainsi que M. Bergamaschi et l'équipe de conduite du synchro-cyclotron.

BIBLIOGRAPHIE

[1] TYREN (H.) et MARIS (A. J.), *Nuclear Physics*, 1957, **4**, n° 5.
[2] GARRON (J. P.), JACMART (J. C.), MASSONNET (L.), RIOU (M.) et RUHLA (P.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 317.
[3] LANGEVIN-JOLIOT (H.), MARTY (N.) et DE BOUARD (X.) *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 320.
[4] DE BOUARD (X.), LANGEVIN-JOLIOT (H.), MARTY (N.) et TATISCHEFF (B.), *Nuclear Physics*, à paraître, 1961, **25**.
[5] SATCHLER (G. R.), *Proc. Phys. Soc.*, 1955, A **68**, 1037. LEVINSON (C. A.) et BANERJEE (M. K.), *Ann. Physics*, 1957, **2**, 471 et 1957, **2**, 499.
[6] GARWIN (E. L.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 143. ALMQUIST (F.), BROMLEY (P. A.), FERGUSSON (A. S.), GOVE (E.) et LITHERLAND (A. E.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 1040.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 633.

ÉTUDE THÉORIQUE DE LA RÉACTION (p, p'γ) A HAUTES ÉNERGIES APPLICATION AU NIVEAU DE 15,1 MeV DE ^{12}C

par DO DANG Giu
Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Orsay.

Résumé. — A l'approximation de Born, une formule générale pour la section efficace et la corrélation angulaire pour la réaction (p, p'γ) a été trouvée. Application au cas de l'excitation du niveau de 15,1 MeV de ^{12}C.

Abstract. — A general formula for the cross-section and angular correlation is derived for the reaction (p, p'γ) with high energy protons on light nuclei, using direct interaction theory with central potential and Born approximation. Comparison with experimental results is made for the 15.1 MeV level of ^{12}C

1. Introduction. — Nous nous intéressons dans ce papier au processus (p, p'γ) d'excitation des niveaux de caractéristiques bien déterminées des noyaux légers par des protons non polarisés de grandes énergies ($E_0 > 100$ MeV).

Dans le paragraphe 2, nous donnerons une for-

mule générale pour la section efficace et la corrélation angulaire d'émission pour tous les ordres multipolaires γ.

La comparaison avec les résultats expérimentaux pour le niveau de 15,1 MeV de ^{12}C sera faite dans le paragraphe 3 et sera suivie de discussions.

2. **Dérivation de la section efficace.** — On considère le processus d'interaction suivant :

— le proton incident k_0 (indiqué par l'indice zéro) excite le noyau de l'état $(J_i^{\pi i}, T_i)$ à l'état (J^π, T) d'énergie bien déterminée et est diffusé suivant k_f ;

— le noyau se désexcite par émission d'un rayonnement électro-magnétique à l'état $(J_f^{\pi f}, T_f)$.

A l'approximation de Born, l'amplitude de diffusion s'écrit :

$$M = \sum_{\text{etats. int.}} < \psi_f(12 \ldots A) \left|\sum_i^A \mathcal{H}_i\right| \psi_{\text{int}}(1 \ldots A) >$$

$$< \psi_{\text{int}}(1 \ldots A)\ \varphi_f(0) \left|\sum_i^A V_{0i}\right| \psi_i(1 \ldots A)\ \varphi_i(0) >. \quad (1)$$

On prendra un potentiel du type central de la forme [1]

$$V_{0i} = F(r_{0i})\ [V_0 + V_\sigma(\boldsymbol{\sigma}_0 . \boldsymbol{\sigma}_i) + V_\tau(\boldsymbol{\tau}_0 . \boldsymbol{\tau}_i) + V_{\sigma\tau}(\boldsymbol{\sigma}_0 . \boldsymbol{\sigma}_i)\ (\boldsymbol{\tau}_0 . \boldsymbol{\tau}_i)]. \quad (2)$$

Pour l'interaction électromagnétique, on peut écrire, en prenant $A_i = u.\exp\ (ik_\gamma . r_i)$ pour le potentiel vecteur, sous la forme générale :

$$\mathcal{H}_i = \frac{e\hbar}{m}\left(\frac{2\pi\hbar}{\omega V}\right)^{1/2} \sum_{t=0}^{1} \mathcal{T}_{t0}(i)\ H_t(A_i) \quad (3)$$

où V est le volume de la boîte de normalisation et $\mathcal{T}_t(i)$ un opérateur tensoriel de spin isotopique de rang t agissant sur le nucléon $i . H_t\ (A_i)$ est essentiellement une fonction linéaire du potentiel vecteur A_i.

En prenant pour fonction incidente et diffusée du proton des ondes planes normalisées à une particule par unité de volume, on peut mettre l'élément de matrice d'excitation sous la forme :

$$M_{\text{exc}} = A . F(q) < \alpha J M T T_2 (s m_f\ \tau \tau_3)|$$

$$e^{iq . r_1}\ V_{01}(\sigma, \tau) | \alpha_i\ J_i\ M_i\ T_i\ T_3,\ s m_i\ \tau\tau_3 > \quad (4)$$

où l'on a posé

$$F(q) = \int F(r_{01})\ e^{iq . r_1}\ \mathrm{d}r_{01}$$

et $q = k_0 - k_f$ est le transfert de moment, A le nombre de nucléons du noyau.

Le terme d'interaction $V_{01}\ (\sigma, \tau).\exp\ (iq . r_1)$ agit seulement sur le proton incident et le nucléon 1 du noyau. En utilisant la convention de Racah [2] pour la décomposition des produits scalaires d'opérateurs tensoriels, on peut écrire $V_0 t\ (\sigma, \tau)$ sous la forme compacte :

$$V_{01}(\sigma, \tau) = \sum_{t_1, t_2 = 0}^{1}\ \sum_{\mu_1 = -t_1}^{t_1}\ \sum_{\mu_2 = -t_2}^{t_2} (-1)^{\mu_1 + \mu_2}$$

$$V_{t_1 t_2}\ \sigma_{t_1 \mu_1}(1)\ \sigma_{t_1 - \mu_1}(0)\ \tau_{t_2 \mu_2}(1)\ \tau_{t_2 - \mu_2}(0)$$

où par convention

$$\sigma_{t_1 = 0} = 1, \quad \sigma_{t_1 = 1} = \sigma \text{ et } V_{t_1 t_2} \text{ avec } t_1, t_2 = 0 \text{ ou } 1 \quad (5)$$

donnent les quatre termes du potentiel.

En décomposant $\exp\ (iq . r_1)$ en ondes partielles faisant intervenir les harmoniques sphériques $Y_{la}(r_\perp)$, on voit que la transition de l'état $(J_i^{\pi i}, T_i)$ à l'état (J^π, T) se fait à l'aide du tenseur d'interaction $X_{lt_1}^{K}\ (1)$ de rang K défini par :

$$X_{lt_1}^{KM} k(1) = \sum_{a\mu_1} < l t_1\ a \mu_1 | K M_k >\ Y_{la}^{(1)}\ \sigma_{t_1 \mu_1}(1) \quad (6)$$

D'autre part, l'interaction électromagnétique $H_t(A_\perp)$ de désexcitation, donnée par (3) peut se développer en tenseurs électriques et magnétiques d'ordres multipolaires [3] :

$$H_t(A) = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \sum_{NLP} i^L\ \underline{L}\, e^{-iP\varphi}\ D_{NP}^{L}(k_\gamma)\ H_t \left\{ A_N^L(m) + iP A_L^N(e) \right\} \quad (7)$$

où $P = 1$ et -1 donne les polarisations circulaires du photon, $D^L(k_\gamma)$ est la matrice de rotation fixant la direction k_γ d'émission du photon par rapport au système d'axes de quantification et $\underline{L} = (2L + 1)^{1/2}$.

La section efficace peut alors s'obtenir facilement de (1), (3), (5), (7). On trouve :

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{p'}\,\mathrm{d}\Omega_\gamma} = (2\pi)^{-2} \frac{e^2}{2\hbar c} \frac{k_f}{k_0} \left(\frac{1}{\hbar c}\right)^2 \sum_{\substack{l'KK'LL'jm \\ j_3 j_4 t_1}} (-1)^{j + j_4}\ B(lKLt_1 j_3 j_4)\ B^*(l'K'L't_1 j_3 j_4)$$

$$\times \begin{pmatrix} l & l' & j \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & L' & j \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} l & l' & j \\ L' & L & j_2 \end{Bmatrix} Y_{jm}(k_\gamma)\ Y_{jm}^*(q) \quad (8)$$

où $B\ (l\ K\ L\ t_1\ j_3\ j_4)$ contient les éléments de matrice réduits et est donné par :

$$B(lKLt_1 j_3 j_4) = 8\pi^2 \frac{\underline{L}\,\underline{K}\,\underline{l}\,\underline{j_3}\,\underline{j_4}}{\underline{J_0}\,\underline{t_1}} \sum_{tt_2} (-1)^{k + t_1 + T + T_f + J_f}\ V_{t_1 t_2}\ F(q) \quad (9)$$

$$\begin{pmatrix} T & t_2 & T_i \\ -T_3 & 0 & T_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau & t_2 & \tau \\ -\tau_3 & 0 & \tau_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_f & t & T \\ -T_3 & 0 & T_3 \end{pmatrix}$$

$$\begin{Bmatrix} K & L & j_3 \\ J_f & J_0 & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l & L & j_4 \\ j_3 & t_1 & K \end{Bmatrix}$$

$$< s \| \sigma_{t_1}(0) \| s > < \tau \| \tau_{t_2}(0) \| \tau >$$

$$< \alpha_f J_f T_f \| \mathcal{T}_t(1)\ H_t(A_L) \| \alpha J T > < \alpha J T \| X_{lt_1}^{K}\ j_l(qr_1)\ \tau_1 \| \alpha_i J_i T_i >.$$

Dans l'étude de la corrélation angulaire o*u* l'on mesure la distribution des photons pour une direction fixe de diffusion du proton, q peut être pris comme axe de quantification, et l'on obtient la fonction de corrélation :

$$W(\omega) = \sum_{\substack{ll'KK'LL'j \\ t_1 j_3 j_4}} (-1)^{j_4+j}\, \underline{j}^2 B(lKLt_1 j_3 j_4)\, B^*(l'K'L't_1 j_3 j_4) \begin{pmatrix} l & l' & j \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & L' & j \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} l & l' & j \\ L' & L & j_1 \end{Bmatrix} P_j(\cos\omega) \quad (10)$$

o*u* ω est l'angle entre $k\gamma$ et q. Cette formule montre que la distribution des photons est symétrique autour de q pour tous les ordres multipolaires et qu'elle est isotrope si seule l'onde s intervient ($l = l' = 0$ dans le développement de exp $(iq.r_1)$.

3. **Cas du niveau de 15,1 MeV de ^{12}C ($J^\pi = I^+$, $T = I$).** — Le noyau, avant et après la réaction se trouve dans l'état fondamental ($J_i^{\pi i} = 0^+, T = 0$). On voit facilement que dans ce cas particulier, seul le terme d'interaction $V_{\sigma\tau}$ ($t_1 = t_2 = 1$) contribue et que $l = 0$ et 2. Pour calculer les éléments de matrice réduits, on prendra pour fonctions d'ondes du noyau celles de l'oscillateur harmonique à particules indépendantes en couplage jj. La partie radiale de l'interaction est prise sous forme [1] :

$$F(r_{01}) = \exp(-\beta^2 r_{01}^2) \quad \beta^2 = 0{,}37 \text{ (fermi)}^{-2}. \quad (11)$$

Pour un angle d'émission du photon de 70° par rapport à la direction du proton incident, on trouve pour la section efficace la courbe donnée la figure 1, qui est en bon accord avec les résultats expérimentaux de De Bouard, Langevin, Marty et Tatischeff [4] pour les protons de 150 MeV. La fonction de corrélation non normalisée s'écrit simplement :

$$W(\omega) = 1 + a\cos^2\omega$$

o*u*

$$a = -\frac{\frac{3}{4} + \frac{3\sqrt{2}}{2}\lambda}{\lambda^2 + \frac{\sqrt{2}}{2}\lambda + \frac{5}{4}} \quad (12)$$

avec

$$\lambda = \frac{<\alpha J = T = 1 \| X_{01}^1\, j_0(qr_1)\, \tau_1 \| \alpha_i\, J_i = T_i = 0>}{<\alpha J = T = 1 \| X_{2,1}^1\, j_2(qr_1)\, \tau_1 \| \alpha_i\, J_i = T_i = 0>}$$

qui est une fonction variant rapidement avec q. Prenant le même modèle pour le noyau, on trouve, pour un angle de diffusion de 8°, $a = 0{,}11$, qui est à comparer avec la valeur expérimentale $0{,}80 \pm 0{,}08$ donnée dans la référence [4].

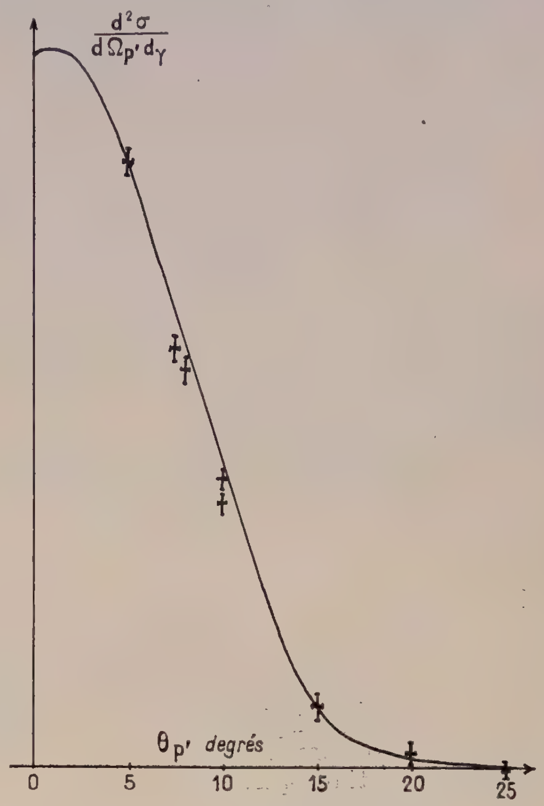


Fig. 1. — Courbe théorique ajustée à la valeur expérimentale à 5°.

Le désaccord reste en dehors des limites expérimentales. On peut penser que c'est dû à la forme du potentiel. Un terme d'interaction non central change probablement la valeur de a et modifie la conclusion dans le paragraphe 2 sur l'isotropie dans le cas d'une onde S. Un calcul en approximation d'impulsion est en cours et sera publié ailleurs.

En conclusion, je tiens à remercier M. C. Marty pour la suggestion du problème et son aide constante.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Squires— *Nuclear Physics*, 1960, **19**, 280.

[2] Edmonds, Angular momentum in quantum mechanics Investigation in Physics, 1957.

[3] Rose, Multipole Fields.

[4] De Bouard, Langevin (M.), Mary (N.), Tatischeff, à publier dans *Nuclear Physics*.

RÉACTIONS (p, pn) A MOYENNE ÉNERGIE

par M. M. GUSAKOW, Mlle G. ALBOUY, Mme N. POFFÉ et Mlle C. RIEHL
Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Les fonctions d'excitation des réactions (p, pn) sur F, Na, Mn, Cs, Y et Au ont été déterminées pour des énergies de protons comprises entre 20 et 155 MeV. Ces résultats ont été comparés aux prévisions théorique basées sur le processus de Serber. Les valeurs expérimentales sont systématiquement trop fortes, ce qui est en accord avec toutes les autres mesures faites sur ce type de réactions.

Abstract. — The excitation functions for (p, pn) reactions on F, Na, Mn, Cs, Au have been measured for protons between 20 and 155 MeV. The results are compared with theoretical calculations. The experimental values are all higher than the calculated ones.

Le but de cette communication est d'exposer des résultats préliminaires concernant une étude des réactions (p, pn) à moyenne énergie sur diverses cibles.

Dans le terme réaction (p, pn), nous englobons également les réactions (p, d) car la méthode expérimentale utilisée, mesure de l'activité des noyaux résiduels, ne permet pas de distinguer ces deux types de réaction.

L'étude de ces réactions est intéressante car d'une part, elles sont relativement simples et peuvent donner lieu à des interprétations physiques sans faire intervenir un trop grand nombre de paramètres, et d'autre part, les résultats expérimentaux connus jusqu'à présent [1] font apparaître un désaccord important entre les valeurs obtenues et les prévisions théoriques basées sur le modèle d'interaction en deux étapes de Serber [2].

A. **Conditions expérimentales.** — Nous avons irradié dans le faisceau interne de protons du synchrocyclotron d'Orsay [3] des cibles de ^{19}F, ^{23}Na, ^{55}Mn, ^{89}Y, ^{133}Cs et ^{197}Au, à des rayons correspondant à des énergies de protons comprises entre 20 et 155 MeV. Les oscillations radiales dans le synchrocyclotron conduisent à une augmentation de la largeur en énergie du faisceau de protons, ce qui explique l'incertitude sur l'énergie et peut amener une légère déformation des pics, s'il en existe, dans les fonctions d'excitation.

Conditions d'irradiation. — ^{19}F (feuilles de téflon) a été irradié pendant 3 à 5 minutes à intensité réduite (environ 10^{-2} μA).

^{23}Na (NaF), ^{55}Mn (Mn 0_2) ^{89}Y (Y_2O_3) et ^{133}Cs (CsCl), sous forme de poudres, ont été irradiés dans des boîtes étanches en aluminium, pendant 5 à 20 minutes à intensité normale (1 à 2 μA).

^{197}Au (feuilles métalliques minces) a été irradié pendant 10 minutes à intensité normale.

Monitorage. — La mesure de l'intensité du faisceau a été faite en utilisant les réactions p, 3pn sur ^{27}Al pour des énergies incidentes supérieures à 80 MeV, et p, pn sur ^{12}C pour des énergies incidentes inférieures à 80 MeV. Les valeurs des sections efficaces que nous avons utilisées sont celles de Hicks et al. [4] pour ^{27}Al et Crandall et al. [5] pour ^{12}C.

Mesure des activités. — Les mesures ont été faites sur des rayonnements γ dont l'énergie, associée à la période de décroissance, est caractéristique du radioélément formé par réaction p, pn.

Élément	E (keV)	Période	
^{18}F	511	1,9 h	γ d'annihilation des β^+
^{22}Na	1 276	2,6 a	
^{54}Mn	840	291 j	
^{88}Y	1 850	105 j	
^{132}Cs	670	6,2 j	
^{196}Au	65	5,6 j	Rayonnement XK de capture

Le césium et l'or ont été chimiquement purifiés après irradiation, les autres éléments irradiés présentant des spectres suffisamment simples pour que la purification soit inutile.

Les rayonnements γ ont été mesurés à l'aide de compteurs à scintillations (cristaux NaI) et avec un sélecteur à 256 canaux.

Étalonnage des compteurs. — Les installations de comptage ont été étalonnés avec des sources β-γ dont l'intensité a été déterminée en valeur absolue par comptage β en géométrie 4π : ^{22}Na, ^{24}Na, ^{60}Co, ^{137}Cs et ^{203}Hg. Les courbes d'étalonnage obtenues sont en bon accord avec des courbes d'efficacité théoriques [6].

B. **Résultats expérimentaux.** — Les sections efficaces obtenues pour F et Na sont cumulatives : p, pn + p, 2n ; les réactions p, 2n donnent en effet des radioéléments de période très courte se mettant immédiatement en équilibre avec leurs descendants ^{18}F et ^{22}Na.

Dans le cas de l'yttrium, la réaction p, 2n conduit à la formation de ^{88}Zr, dont la période est 85 jours. Des mesures sont actuellement en cours pour déduire de la courbe globale l'influence de cette réaction.

Les schémas de désintégrations dont la connaissance est nécessaire ont été pris dans le recueil de Strominger et al. [7]. Pour ^{196}Au, les corrections, plus complexes puisque la mesure s'est faite sur le rayonnement XK, ont été précisées par ailleurs [8].

La réaction p, pn, sur ^{23}Na a été déjà étudiée jusqu'à 120 MeV par Meadows et Holt [9]. Les résultats que nous avons obtenus sont en excellent accord avec les leur.

Les réactions p, pn sur ^{19}F et ^{197}Au ont été étudiés pour des énergies supérieures à 80 MeV, par Yule et Turkevich [10]. L'accord est excellent avec nos mesures pour ce qui concerne le fluor ; pour l'or, nos résultats sont supérieurs d'environ 30 %.

Enfin, le césium a été étudié au-dessus de 60 MeV par Fink et Wiig [11], qui ont obtenu un maximum de la fonction d'excitation de la réaction p, pn, pour 60 MeV, dépassant 1 barn. Nos résultats sont nettement inférieurs et semblent plus raisonnables lorsqu'on les compare aux sections efficaces relatives à d'autres éléments.

Les fonctions d'excitation que nous avons obtenu peuvent se classer en deux groupes :

1° F, Na et Mn. Les courbes présentent un maximum vers 25-30 MeV, que l'on peut interpréter comme étant dû à l'évaporation de deux nucléons, sans émission directe.

2° Cs et Au. La probabilité d'évaporation d'un proton étant fortement diminuée par la barrière coulombienne, ces courbes ne présentent pas de maximum dû à l'évaporation sans effet direct.

C. **Interprétation des résultats.** — Les calculs théoriques d'après le processus de Serber, se décomposent en deux étapes : interaction directe et évaporation.

Des calculs d'interaction directe ont été faits par Metropolis et al. [12] en employant la méthode de Monte-Carlo. Nous avons utilisé leurs résultats en les extrapolant pour les noyaux et les énergies que nous avons étudiés ; nous avons ainsi déterminé le nombre de nucléons directs émis, mais nous n'avons malheureusement que des indications très approximatives sur la distribution des énergies d'excitations après cette phase d'interaction directe, et dont nous avons besoin pour calculer l'évaporation.

Cette deuxième étape peut se calculer soit analytiquement [13, 14, 15] soit également par une méthode de Monte-Carlo. Dostrovsky et al. [16, 17] ont effectué un tel calcul, mais nous ne pouvons pas extrapoler leurs résultats comme nous l'avons fait dans le cas de l'interaction directe, car les différences énergétiques dues aux structures des noyaux ne sont plus négligeables devant l'énergie cinétique moyenne des nucléons émis.

Dans le cas de l'évaporation d'un seul nucléon, les calculs analytiques sont simples et ont été effectués avec le formalisme de Weisskopf [13]. Pour l'évaporation de plus d'un nucléon, avec compétition entre proton et neutron, les calculs sont plus complexes, et sont actuellement en cours.

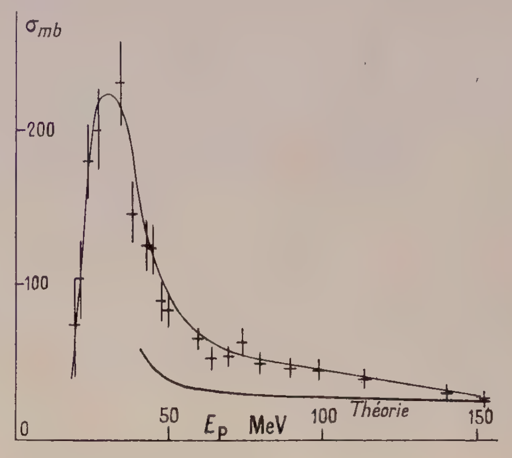


FIG. 1. — ^{19}F p, pn + p, 2n.

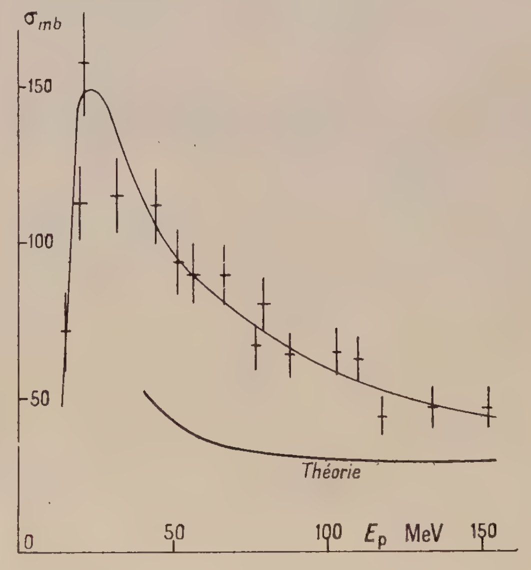


FIG. 2. — ^{23}Na p, pn + p, 2n.

Les valeurs des sections efficaces calculées concernant l'émission directe de deux nucléons et d'un nucléon suivie de l'évaporation d'un nucléon, sont également représentées dans les figures 1 à 5.

Les énergies de liaison des divers nucléons ont été déterminées soit d'après les tables de masses atomiques [18, 19] soit en utilisant la formule empirique de Cameron [20]. Il apparaît une différence systématique importante entre les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux qui sont trop

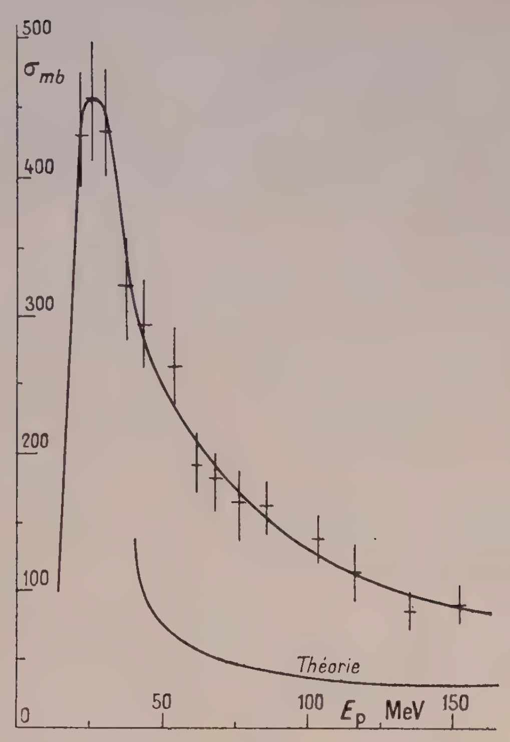


Fig. 3. — ^{55}Mn p, pn.

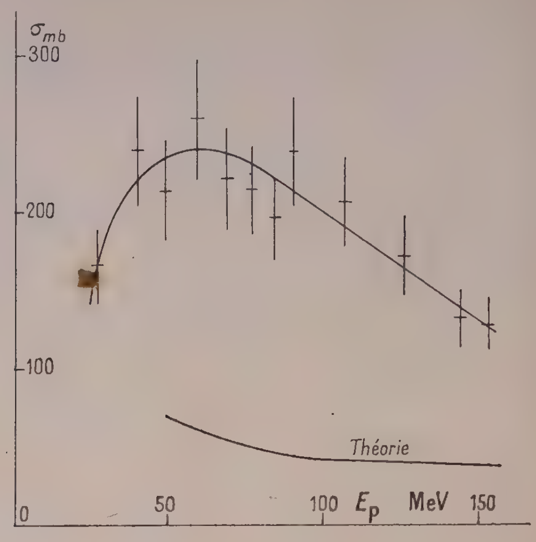


Fig. 4. — ^{133}Cs p, pn.

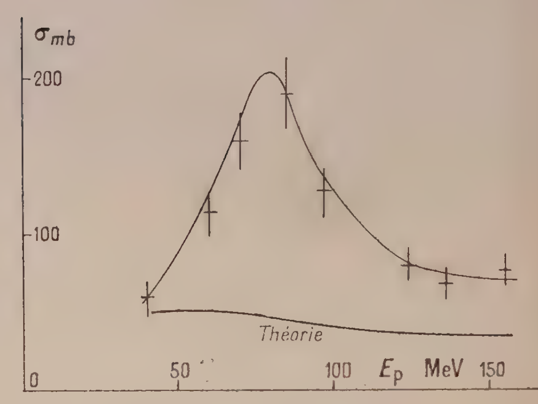


Fig. 5. — ^{197}Au p, pn.

grands d'un facteur pouvant atteindre 5 entre 50 et 150 MeV. Cette différence semble croître avec le nombre de masse de la cible et dépasse 150 mb pour Cs et Au.

Le phénomène de pick-up, dont nous n'avons pas tenu compte, peut difficilement expliquer ce désaccord ; en effet, les considérations théoriques de Heidmann [21] assignent à ce phénomène une variation avec l'ènergie en E^{-6}. L'influence du pick-up devient donc très vite négligeable pour des énergies supérieures à 50 MeV.

La plupart des paramètres intervenant dans le calcul théorique des réactions p, pn influent aussi sur les autres réactions de spallation, en particulier les réactions p, xn dont les résultats sont en accord satisfaisant avec les valeurs expérimentales. Il semble donc difficile d'attribuer le désaccord observé pour les réactions p, pn à une inexactitude du modèle utilisé. Cependant, l'introduction d'améliorations de détail, comme une surface nucléaire diffuse, peut, en augmentant la probabilité d'émission de protons et de deutons, permettre de diminuer le désaccord observé.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Miller (J. M.) et Hudis (J.), *Annual Review of Nuclear Science*, 1959, **9**, 159.
[2] Serber (R.), *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 1114.
[3] Bergamaschi (C.) et al., *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 305.
[4] Hicks (H. G.), Stevenson (P. C.) et Nervick (W. E.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 1390.
[5] Crandall (W. E.) et al., *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 329.
[6] Vegors (S. H., Jr.), Marsden (L. L.) et Heath (R. L.), Rapport IDO 16370, 1959.
[7] Strominger (D.), Hollander (J. M.) et Seaborg (G. T.), *Rev. Mod. Physics*, 1958, **30**, 585.
[8] Gusakow (M.), Legoux (Y.) et Sergolle (H.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **251**, 70.
[9] Meadows (J. W.) et Holt (R. B.), *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 47.
[10] Yule (H. P.) et Turkevich (A.), *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 1591.
[11] Fink (R. W.) et Wiig (E. O.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 185.
[12] Metropolis (N.) et al., *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 185.
[13] Blatt (J. M.) et Weisskopf (V. F.), *Theoretical Nuclear Physics*, p. 365.
[14] Lang (J. M. B.) et Le Couteur (K. J.), *Proc. Phys. Soc.*, 1954, A **67**, 586.
[15] Jackson (J. D.), *Canad. J. Phys.*, 1957, **35**, 21.
[16] Dostrovsky (I.) et al., *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 1659.
[17] Dostrovsky (I.) et al., *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 683.
[18] Wapstra (A. H.), *Physica*, 1955, XXI, 367.
[19] Everling (F.), Konig (A.) et Mattauch (J. H. E.), *Nucl. Physics*, 1960, **10**, 342.
[20] Cameron (A. G. W.), *Canad. J. Phys.*, 1957, **35**, 1021.
[21] Heidmann (J.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 171.

FONCTIONS D'EXCITATION DES RÉACTIONS (p, xn) SUR L'OR ENTRE 40 ET 155 MeV

par Mme N. POFFE, Mlle G. ALBOUY, MM. M. GUSAKOW et J. L. SARROUY
Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Les isotopes du mercure de masse comprise entre 197 et 190 ont été obtenus par séparation électromagnétique après irradiation. Les résultats ont été normalisés par rapport au ^{195}Hg visible à toutes les énergies et dont la fonction d'excitation a été déterminée indépendamment.

Abstract. — Mercury isotopes of mass between 197 and 190 have been separated by electromagnetic deflection. Results have been normalized with regard to ^{195}Hg appearing at all energies, the excitation function of which has been determined independently.

L'objet de ce travail est l'étude expérimentale de la variation avec l'énergie des sections efficaces de réactions (p, xn) produites dans l'or par des protons de 40 à 155 MeV. Ce travail étend les résultats obtenus précédemment à 155 MeV [1].

Nous avons utilisé comme précédemment la méthode de séparation électro-magnétique des isotopes étudiés. Les cibles d'or, irradiées à différents rayons dans le faisceau interne du synchrocyclotron d'Orsay, étaient introduites dans la source d'ions du séparateur fonctionnant au laboratoire. Tous les isotopes du mercure étaient collectés simultanément sur une feuille de cuivre. Ces isotopes décroissant par capture électronique, nous avons mesuré l'intensité de leur rayonnement K. Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un scintillateur NaI (Tl) mince (0,5 cm). Un chariot, entraîné par une vis micrométrique, déplaçait la feuilles de Cu portant les isotopes de mercure devant la fente (1 mm) d'un collimateur de plomb placé sur le scintillateur. Nous avons ainsi obtenu des spectres de masse analogues à celui de la figure 1 où nous avons porté les taux de comptage en fonction de la position de la feuille devant le collimateur. Ces mesures permettent, compte tenu des facteurs de décroissance des divers isotopes, de déterminer leurs activités relatives pour une énergie de protons donnée.

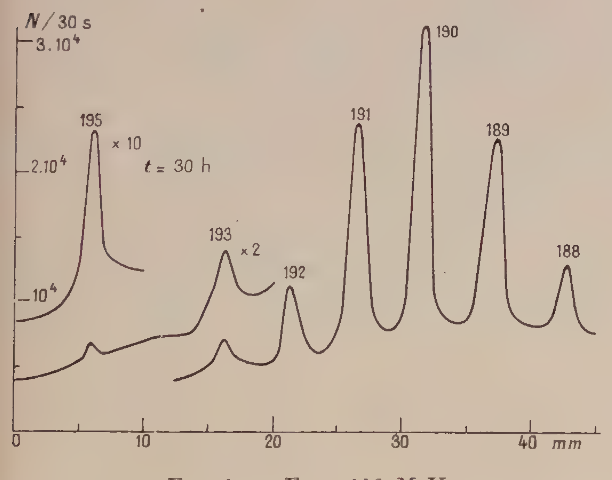


Fig. 1. — $E_p = 140$ MeV.

Pour en déduire les sections efficaces, il faut tenir compte du rapport du nombre de captures K au nombre de captures total pour chaque isotope. Ce rapport, généralement inconnu, a pu être évalué dans le cas de ^{197}Hg, en utilisant les résultats de Brysk et Rose [2]. La correction qu'il introduit ne semble pas devoir être très importante. Un facteur de correction plus important est la proportion, dans le rayonnement K mesuré, des photons K provenant de la conversion interne des γ. Cette correction a pu être faite pour ^{195}Hg étant donnée la nature simple du spectre γ de son descendant ^{195}Au. Pour les autres isotopes, la correction n'est actuellement pas connue. Des expériences sur ^{192}Hg et ^{190}Hg, en cours de dépouillement [3] indiquent cependant qu'elle est nettement plus importante pour ^{192}Hg que pour ^{190}Hg.

Les conditions de collection variant d'une séparation isotopique à l'autre, nous avons normalisé les mesures relatives à chaque énergie par la mesure absolue de la section efficace de la réaction (p, 3n) qui varie relativement peu dans tout le domaine d'énergie que nous avons étudié. Pour ceci nous avons mesuré l'activité absolue d'échantillons de ^{195}Au formés par décroissance de ^{195}Hg. Le mercure était séparé de cibles d'or irradiées dans un faisceau d'intensité connue ; le rendement de ces séparations est d'environ 85 %. Le monitorage du faisceau de protons a été effectué en utilisant les réactions [^{27}Al (p, 3pn) ^{24}Na] jusqu'à 80 MeV [4] et [^{12}C(p, pn) ^{11}C] au-dessous de 80 MeV [5] 195 Hg présente un état isomérique de 40 h de période et la section efficace de formation de cet isomère est fonction de l'énergie d'irradiation. Nous avons été amenés à déterminer expérimentalement le rapport $\sigma_{exc.}/\sigma_{fond}$ des sections efficaces relatives de formation des deux états de

195 Hg. Ce rapport varie de 1,7 à 45 MeV à 1,2 à 155 MeV.

Après normalisation des courbes de sections efficaces, nous avons obtenu la fonction d'excitation pour les réactions (p, 3n), (p, 5n), (p, 6n), (p, 7n) et (p, 8n) (*fig.* 2 et 3).

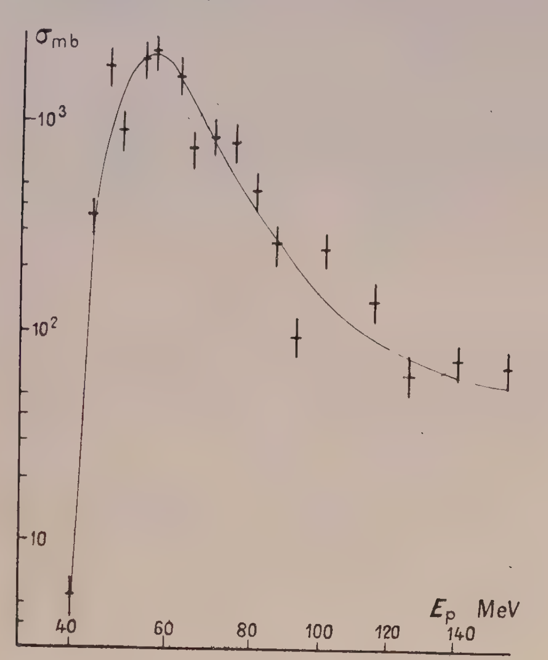


FIG. 2. — ^{197}Au(p, 5n)^{193}Hg.

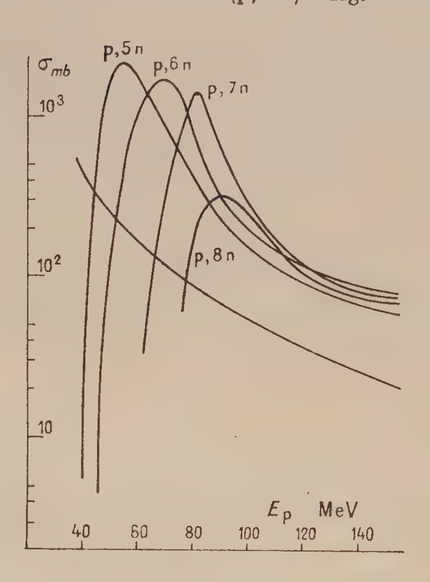


FIG. 3.

énergies, ce qui semble indiquer une température nucléaire de 2,2 MeV, légèrement supérieure à la valeur adoptée par Jackson (1,9 MeV). Les valeurs absolues expérimentales sont nettement supérieures à celles de Jackson pour les isotopes de masse 193, 192, 191. Ceci peut être expliqué dans une certaine

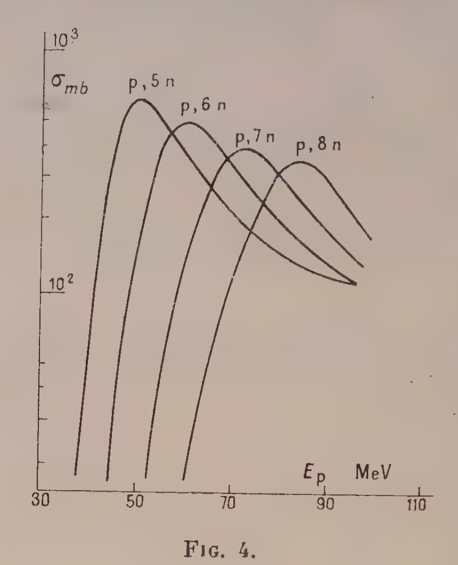


FIG. 4.

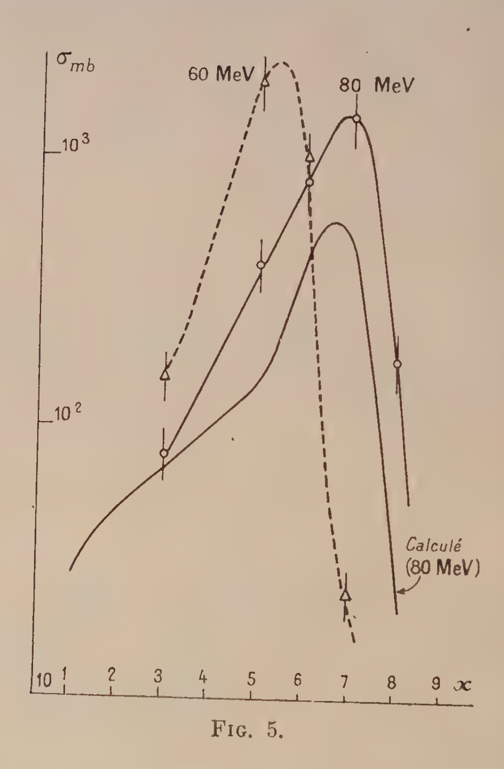


FIG. 5.

Ces résultats peuvent être comparés aux valeurs calculées par Jackson [6] pour le bismuth (*fig.* 4). Nous pouvons constater un accord satisfaisant en ce qui concerne la forme des courbes et la position des maxima. Les maxima expérimentaux sont légèrement plus espacés et déplacés vers les hautes

mesure par l'influence de la conversion interne dont nous avons parlé plus haut.

Nous avons tracé par ailleurs, pour des énergies de protons incidents de 60, 80, et 155 MeV, la variation des sections efficaces expérimentales en fonction du nombre x de neutrons émis (*fig.* 5 et

fig. 1 dans [1]). Nous avons calculé les valeurs de ces sections efficaces à 80 et 155 MeV à partir des données publiées par Metropolis et al. [7] pour l'interaction directe et en adoptant la méthode analytique de Jackson [6] pour la phase d'évaporation. La forme de ces courbes théoriques est sensible à la dépendance en énergie de la température nucléaire ; l'accord est satisfaisant avec une variation en $E^{1/2}$. L'influence de la forme du spectre des énergies d'excitation résiduelles (après la phase d'interaction directe) est également importante, en particulier lorsque la distribution des énergies d'excitation varie rapidement, ce qui est le cas pour une énergie incidente de 80 MeV. Ceci pourrait expliquer l'accord moins satisfaisant à cette énergie.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Poffé (N.), Albouy (G.), Bernas (R.), Gusakow (M.), Riou (M.) et Teillac (J.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 343.
[2] Brysk (H.) et Rose (M. E.), *Rev. Mod. Physics*, 1958, **30**, 1169.
[3] Jastrzebsky (J.) et Kilcher (P.) (communication privée).
[4] Hicks, Stevenson et Nervick, *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 1390.
[5] Grandall (W. E.) et al., *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 329.
[6] Jackson (J. D.), *Can. J. Phys.*, 1956, **34**, 767 ; *Can. J. Phys.*, 1957, **35**, 21.
[7] Metropolis et al., *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 185.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 641.

RECHERCHE PRÉLIMINAIRE DE QUELQUES INTERACTIONS PRIMAIRES DANS LES RÉACTIONS NUCLÉAIRES PROVOQUÉES PAR DES IONS ^{20}Ne DE 200 MeV PAR LA MÉTHODE IONOGRAPHIQUE

par Pierre CÜER, Raymond PFOHL et Mlle Christiane GEGAUFF
Département de Physique Corpusculaire du Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg.

Résumé. — On a cherché à déterminer l'influence possible de sous-structures nucléaires temporaires, trouvées par d'autres expériences, dans les interactions primaires des ions lourds. Des émulsions Ilford C_2 et G_5 exposées aux ions ^{20}Ne de 200 MeV au Hilac à Berkeley ont été dépouillées en examinant particulièrement les événements où des particules de $Z = 1$ et $Z = 2$ sont émises vers l'avant à des énergies beaucoup plus élevées que l'évaporation.

Le spectre de $Z = 1$ est assez étalé et comprend une proportion notable de deutons et tritons dont le spectre s'étend jusque vers 80 MeV.

La dizaine d'interactions sur deux mille où $E_\alpha > 55$ MeV peut s'expliquer par un schéma d'arrachement où il paraît indispensable de postuler durant le temps de l'interaction le présence d'associations de nucléons.

Abstract. — We looked for the possible influence of temporary nuclear structures, found by other experiments, in primary interactions of heavy ions. Ilford C_2 and G_5 emulsions have been exposed to 200 MeV ^{20}Ne at the Hilac, Berkeley, and were scanned for events where particles of $Z = 1$ and $Z = 2$ were emitted forward with energy much higher than evaporation. The $Z = 1$ spectrum is wide and has a good proportion of deuterons and tritons ranging up to 80 MeV.

Ten interactions on 2 000 where $E_\alpha > 55$ MeV can been explained by a kind of stripping where it is necessary to assume substructures during the time of interaction.

Depuis une douzaine d'années, l'un de nous, avec différents collaborateurs [1] a cherché à mettre en évidence dans les noyaux légers, des corrélations spatiales temporaires entre nucléons se présentant phénoménologiquement vis-à-vis des interactions aux grandes énergies comme des sortes de sous-structures instantanées. Ces groupements transitoires pouvant être « surpris » et éjectés ou amalgamés par des particules incidentes d'énergie supérieure à quelques dizaines de MeV, le temps de passage dans le noyau devant être inférieur aux périodes nucléaires des regroupements nucléoniques locaux.

Par exemple, les groupements (p, n) sont vraisemblablement nombreux, pouvant favoriser soit l'éjection directe de neutrons, ou par pick-up l'éjection de ^{3}He sous l'action de protons incidents.

A l'aide des protons de Berkeley de 90 et 345 MeV, un certain nombre de chocs quasi-élastiques (p, alpha) ont pu être directement mis en évidence, notamment avec ^{12}C et ^{16}O. Avec des protons de quelques GeV et 25 GeV, des corréla-

tions spatiales plus étendues telles ^{8}B et ^{8}Li semblent être associées aux produits des interactions primaires [2].

Nous avons pensé que les interactions effectuées par les ions lourds devaient être particulièrement favorables pour l'observation des différents genres de sous-structures possibles, en raison des combinaisons nombreuses de spallations dont les noyaux bombardant ou bombardés sont l'objet.

En particulier, pour la continuation de l'étude des groupements alpha, les interactions

$$^{20}Ne + {}^{12}C \text{ et } {}^{20}Ne + {}^{16}O$$

paraissent particulièrement intéressantes.

Des ions ^{20}Ne étant disponibles au Hilac de Berkeley, deux séries d'expériences ont été tentées :

— L'une consistant à bombarder avec des ions ^{20}Ne de 200 MeV des cibles d'Al, Ag et Au et à recevoir des particules émises vers l'avant sur des émulsions ionographiques dans une boîte de distribution angulaire après déviation par un spectrographe magnétique.

— l'autre se proposait d'étudier au sein même des émulsions ionographiques des interactions typiques de ^{20}Ne sur les noyaux de l'émulsion.

Les résultats préliminaires de la première expérience ont indiqué qu'un certain nombre de protons de grande énergie sont émis vers l'avant dans le système du centre de masse, accompagnés par une proportion considérable de deutons et un peu moins de tritons. Les spectres d'énergie de ces particules de $Z = 1$ sont nettement supérieurs (jusqu'à 80 MeV) à l'énergie moyenne d'évaporation, qui se situe vers 15 MeV dans un modèle de noyau composé. La section efficace est de l'ordre du millibarn. Les résultats de cette expérience ne sont pas plus détaillés, car ils vont faire l'objet d'une publication par W. H. Barkas, H. Heckmann et collaborateurs dans les U. C. R. L.

Dans la deuxième expérience, nous avons utilisé des émulsions ILFORD C_2, G_5 de 50 microns et des C_2 diluées de 400 microns afin de faciliter la discrimination et de mieux suivre les traces longues. Les émulsions ont été exposées au faisceau direct de ^{20}Ne de façon à obtenir une densité maximum d'événements compatible avec l'identification certaine des étoiles (10^4 à 10^5 traces par cm^2).

Des 2 000 étoiles mesurées dans une première statistique dont les résultats généraux sont donnés dans une publication séparée, nous avons cherché à extraire phénoménologiquement les interactions produisant des particules de $Z = 1$ et $Z = 2$ de très grande énergie, dirigées vers l'avant dans le centre de masse. Les schémas de ces interactions se divisent symptomatiquement en deux classes caractéristiques pour $Z = 1$ et $Z = 2$.

Pour $Z = 2$, nous avons sélectionné les traces d'énergie supérieure à 55 MeV pour nous assurer une grande marge de sécurité au-dessus de la queue de l'évaporation. Du reste, le spectre global des alpha émises présente une discontinuité assez considérable entre 30 et 50 MeV.

La dizaine d'événements satisfaisant à ce critère d'énergie et de distribution angulaire indique le schéma suivant : un ou deux noyaux lourds éjectés en corrélation avec le ^{20}Ne incident accompagnés de quelques alpha et protons de l'ordre d'une dizaine de MeV, en plus évidemment de l'alpha

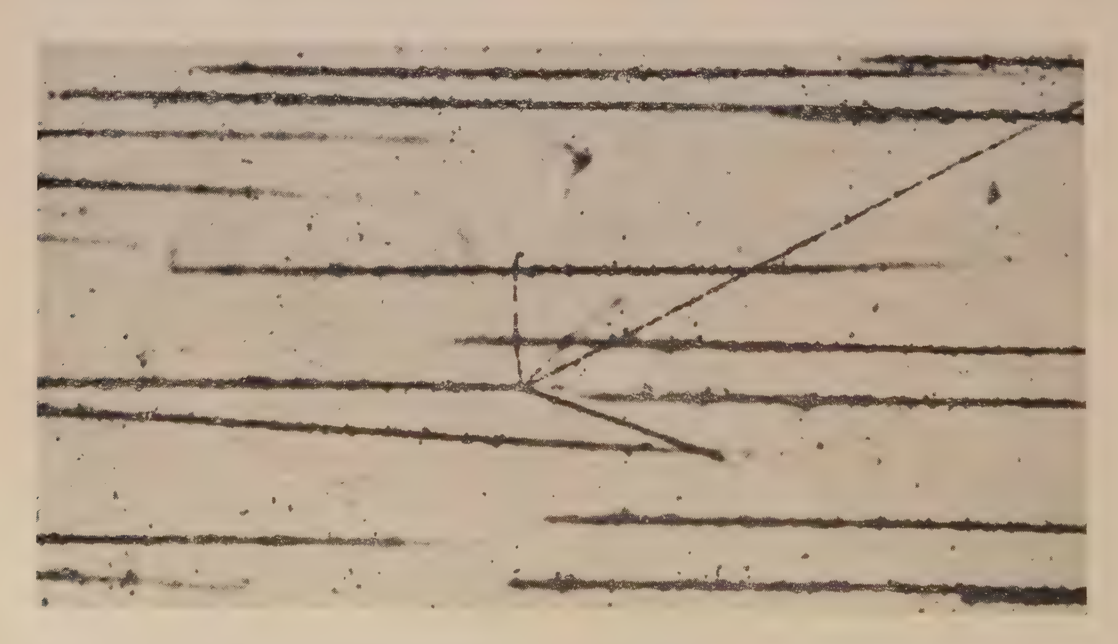
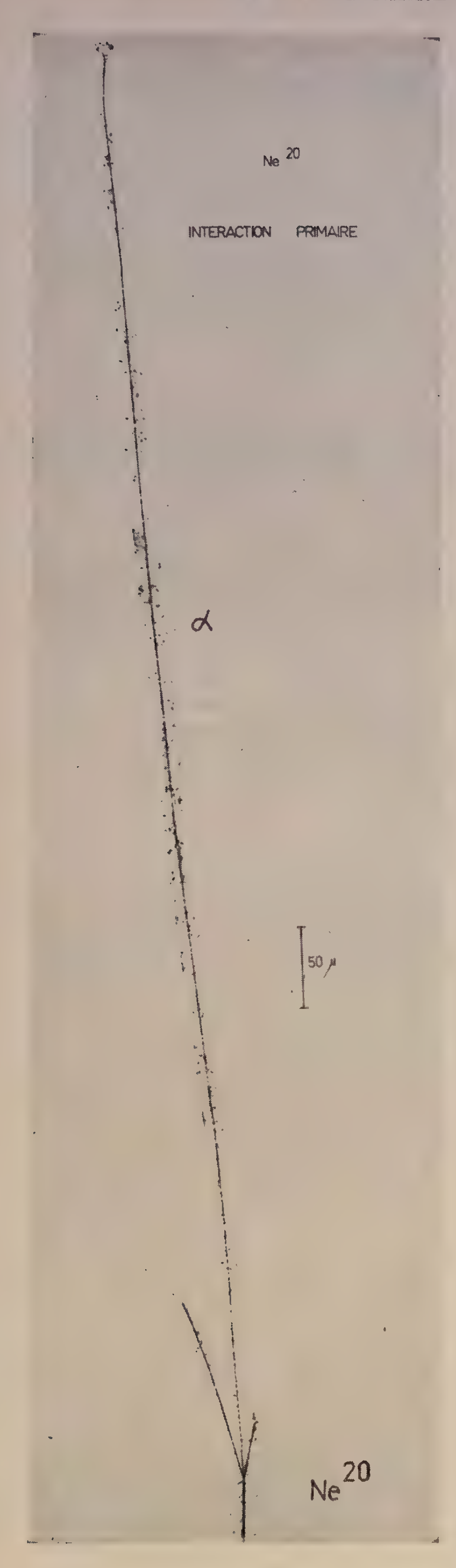


Fig. 1. — Exemple d'interaction ^{20}Ne dans l'émulsion ionographique Ilford C_2. Trois alpha sont émises par ^{20}Ne (116 MeV) qui perd 40 MeV dans l'interaction. Un proton de grande énergie émis n'est pas visible à cettemise au point.



de grande énergie dont l'énergie maximum enregistrée jusqu'ici est de 74 MeV.

Pour $Z = 1$, le spectre des particules émises à grande énergie est beaucoup moins discontinu et l'énergie moyenne moindre il semble donc qu'il soit composite et comprenne en plus des « knock-out », une proportion appréciable de « pick-up » primaires et secondaires à une particule, et, éventuellement, des « pick-up » de paires (moins évidemment que p, n menant à ^{3}He).

En raison du nombre d'événements trop restreint, nous ne pouvons pas encore donner l'interprétation complète de ces interactions, mais en étudiant plus spécialement, compte tenu de nos études antérieures, les cas observés d'éjection de $Z = 2$ à grande énergie, on peut déjà dire qu'il est exclu qu'ils soient explicables par un modèle composé avec évaporation.

Par contre, l'idée un peu schématique qui nous a guidé dans la genèse de ces expériences rend compte du phénomène, du moins à ce stade pas encore très quantitatif.

Dans un mécanisme primaire possible, il se produirait une sorte d'arrachement d'un groupement $Z = 2$ de ^{20}Ne, dans une rencontre avec un noyau Br ou Ag. L'arrachement de $Z = 2$ aurait lieu par contre d'un noyau léger (^{12}C ou ^{16}O, par exemple). L'énergie de Fermi relative de ce groupement par rapport à un autre du noyau antagoniste durant la collision produit le surplus d'énergie. Même si l'interprétation pour une sous-structure temporaire dans l'un des noyaux ou dans les deux en collision n'est pas encore univoque, l'explication du spectre et de la distribution angulaire des alpha et ^{3}He n'est pas possible dans un modèle purement individuel.

Dans les réactions de spallation provoquées par des ions lourds sur des noyaux très lourds, il est déjà bien connu que l'interaction peut être étudiée en considérant une sorte de fragmentation, souvent coulombienne du reste (par exemple en 3 alpha pour ^{12}C).

Remerciements. — Nous sommes très reconnaissants aux Drs W. H. Barkas et H. Heckmann d'avoir rendu possible ce travail avec les expositions des émulsions ionographiques du Hilac. Nous sommes également reconnaissants au C. E. A. de son apport matériel.

Fig. 2. — Exemple d'interaction primaire $Z = 2$, Ilford C_2 Un ion lourd et une alpha de 60 MeV sont éjectés par ^{20}Ne, 163 MeV.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cüer (P.) et Morand (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, 659.
Cüer (P.), Morand (M.) et Van Rossum, *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 481.
Cüer (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 846.
Cüer (P.), *J. Physique Rad.*, 1950, **80**, 906.
Cüer (P.) et Combe (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 82.
Cüer (P.) et Combe (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 351
Cüer (P.), Combe (J.) et Samman (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 75.
Cüer (P.) et Combe (J.), *J. Physique Rad.*, 1955, **3**, 29 S.
Cüer (P.), Samman (A.) et Combe (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **235**, 1527.
Samman (A.) et Cüer (P.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 13.
[2] Braun (H.), Stein (R.) et Cüer (P.), Conférence Internationale, Aix-en-Provence, septembre 1961.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 644.

RÉACTIONS DU ^{20}Ne DE 200 MeV AVEC LES CONSTITUANTS DE L'ÉMULSION IONOGRAPHIQUE

par Raymond PFOHL Christiane GEGAUFF et Jean-Pierre LONCHAMP
C. R. N., Département de Physique Corpusculaire, Strasbourg.

Résumé. — On a exposé des émulsions nucléaires à des ions ^{20}Ne de 200 MeV au Hilac à Berkeley. On a calculé à partir d'une statistique de 1 000 étoiles les sections efficaces de réaction en fonction du nombre de branches, on en déduit les courbes d'excitation. Le maximum du nombre de branches se situe vers 4. Le rapport du nombre de traces α au nombre de traces de protons est environ de 1,6 pour les réactions avec des noyaux lourds. Ce rapport augmente de 2,5 à 6 en fonction du nombre de branches pour les réactions avec les noyaux légers. Cette discrimination α, protons est facilitée par l'emploi d'émulsions diluées.

Abstract. — Nuclear plates have been exposed to 200 MeV ^{20}Ne at the Hilac in Berkeley. The reaction cross-section is calculated for each number of prongs from statistics of 1 000 stars. The excitation functions are given. The maximum of the prong distribution is around 4 prongs. The ratio of the number of α tracks to proton tracks is approximately equal to 1.6 for reactions with heavy nuclei and increases with the prong number from 2.5 to 6 for reactions with light nuclei.
The discrimination between α and protons is made with diluted Ilford C2 emulsions

Introduction. — Les réactions nucléaires provoquées par les ions lourds ($Z > 2$) multichargés, ont fait depuis 1950 l'objet de nombreux travaux. On trouvera une vue d'ensemble de ces travaux dans des articles de mise au point de Fremlin [1], Lefort [2] et Zucker [3].

L'intérêt de ces recherches est multiple : étude de l'excitation coulombienne, production de noyaux déficients en neutrons et d'éléments transuraniens, production de noyaux composés à spin très élevé et à grande énergie d'excitation, etc... Parmi les méthodes d'investigations utilisées, l'émulsion photographique tient une place intéressante ; la visualisation des interactions a permis des observations, difficiles à faire par d'autres méthodes, et qui ont pu mettre en évidence des types nouveaux d'interaction. Parmi les auteurs ayant utilisé cette méthode, mentionnons : Miller à Berkeley (1952) études des réactions produites par le carbone (120 MeV) [4] ; Chackett et Fremlin en 1954 à Birmingham [5] études des réactions produites par l'azote de 60 à 140 MeV ; Parfanovich en 1956 à Moscou [6] études des réactions produites par l'azote et l'oxygène à 160 MeV.

Conditions expérimentales. — Dans ce travail, nous disposons d'un faisceau d'ions ^{20}Ne accéléré au Hilac de Berkeley (*) à une énergie de 10 MeV/nucléon. Le faisceau est recueilli dans des émulsions ionographiques de type Ilford G 5, C 2, normales et diluées en gélatine, de 50 à 400 μ d'épaisseur, développées normalement. Les interactions entre les ions Ne et les constituants de l'émulsion ionographique : Ag, Br, C, N, O, H ont lieu dans un domaine d'énergie compris pratiquement entre 30 et 200 MeV. La connaissance de la relation parcours-énergie des ions Ne dans l'émusion (Barkas) [7] permet d'évaluer l'énergie de l'ion incident au moment du choc. La collision se traduit finalement par une « étoile » dont les branches sont les traces des particules chargées qui prennent naissance au cours de l'interaction. Il est intéressant de souligner les conditions énergétiques dans lesquelles se font ces réactions. Dans le tableau (1) nous donnons les barrières de potentiel coulombien des éléments de l'émulsion vis-à-vis du Ne incident dans le système du laboratoire.

(*) Grâce à l'amabilité du Pr Barkas et de ses collaborateurs, que nous tenons à remercier.

TABLEAU 1

Élément	Ag	Br	O	N	C	H
Barrière de potentiel en MeV	80	65	36	35	34	60

L'énergie disponible est donc suffisante pour surmonter toutes ces barrières de potentiel. La longueur d'onde associée à l'ion Ne en pleine vitesse est $\lambda\!\!\!^{-} = 7 \times 10^{-15}$ cm. Dans une interaction avec Ag de rayon nucléaire $R = 6{,}5 \times 10^{-13}$ cm la longueur d'onde dans le système du centre de masse est de $\lambda\!\!\!^{-}_{CM} = 8{,}5 \times 10^{-15}$ cm, elle est donc petite par rapport aux dimensions du noyau cible, il en est en général ainsi. Le problème d'interaction peut donc être traité d'une façon classique. Très souvent l'ion incident introduit dans le noyau cible une grande énergie d'excitation sans utiliser de grande vitesse, ce qui exclut presque entièrement les effets de transparence.

On peut s'attendre à des déformations du noyau avec abaissement des barrières de potentiel. Une autre caractéristique de ces réactions est l'intervention de moments orbitaux élevés ; par exemple dans le cas d'une interaction d'ions Ne de 200 MeV avec un noyau Ag, le moment angulaire orbital est de 90 $\hbar$ environ. L'existence d'un tel moment peut modifier sensiblement les conditions de désintégrations ultérieures du noyau composé.

Résultats expérimentaux. — Étude globale des réactions. — La répartition de fréquence des étoiles en fonction du nombre de branches est donnée par la figure 1. Il s'agit d'un histogramme portant sur 906 étoiles. L'énergie au moment du choc va de 30 à 200 MeV. Nous constatons un maximum d'étoiles à 4 branches. La valeur moyenne du nombre de branches se situe à 3,2.

— Sections efficaces. — Nous avons calculé la section efficace globale d'interaction pour toutes les énergies E inférieures ou égales à un seuil Ei en fonction de ce seuil.

$$\sigma(Ei) = \frac{n(E < Ei)}{N \cdot \rho_a \cdot R(Ei)}$$

n = nombre d'événements ;
N = nombre de particules incidentes.
ρ_a = nombre d'atomes cibles par unité de volume.
$R(Ei)$ = parcours résiduel de l'ion incident pour l'énergie Ei.

Le calcul a été fait pour tous les types d'étoiles (σ total) puis pour les étoiles à 2, 3, 4, 5, 6 branches prises séparément (*fig.* 2).

— Fonctions d'excitation (*fig.* 3). — On a calculé σ en fonction de l'énergie instantanée E pour l'ensemble des étoiles, puis séparément pour les étoiles à 2, 3, 4, 5, 6 branches.

Les barres d'erreur portées sur la figure 3 sont les erreurs calculées à partir des incertitudes sur les différents facteurs intervenant dans le calcul de σ. On observe que les seuils d'apparition d'étoiles

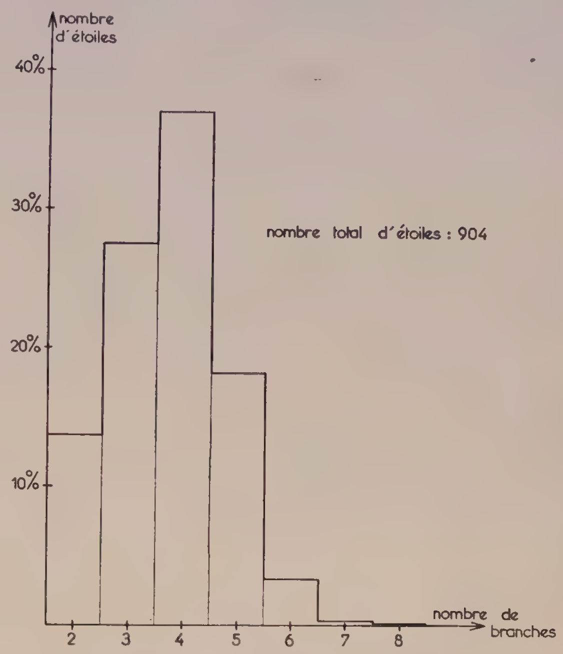


Fig. 1. — Réactions produites par des ions de ^{20}Ne dans l'émulsion.

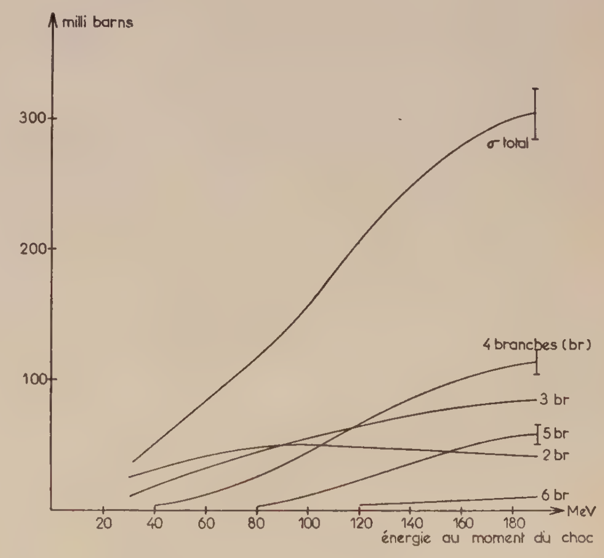


Fig. 2. — Sections efficaces en millibarns dans l'émulsion pour réactions produites par ^{20}Ne.

à 4, 5, 6 branches se situent respectivement vers 40, 80, 120 MeV. Les fonctions d'excitation semblent toutes présenter un même caractère : augmentation à partir d'un seuil, puis maximum assez plat pour une énergie croissante en fonction du nombre de branches. La courbe d'excitation

des étoiles à 4 branches présente une augmentation rapide pour les énergies supérieures à la plus haute des barrières de potentiel, 80 MeV.

On a comparé les valeurs obtenues avec la section efficace de pénétrabilité σ_p définie par Heidmann et Bethe [8] qui fait intervenir un terme d'énergie potentielle centrifuge en plus de l'énergie

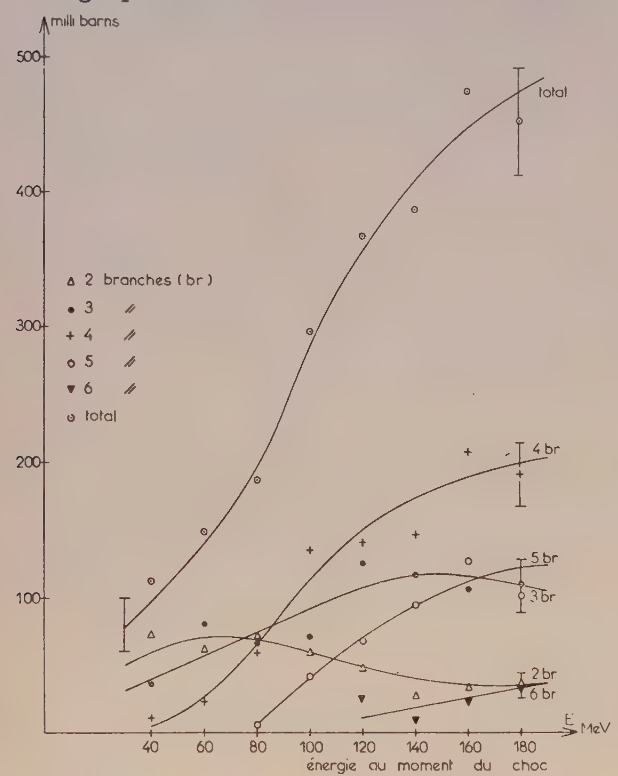


Fig. 3. — Sections efficaces différentielles. $\sigma_E[E, E + dE]$. ^{20}Ne.

de Coulomb. L'ordre de grandeur obtenu est en accord avec les résultats expérimentaux du côté des faibles énergies, l'écart devient plus important vers les grandes énergies, ainsi à 180 MeV $\sigma_p = 1$ b contre 500 mb, valeur expérimentale. Le fait que σ_p soit supérieur à σ expérimental provient en partie du fait que σ_p inclut toutes les réactions, y compris celles donnant lieu avec les éléments lourds à l'émission de seuls neutrons. Ces désintégrations ne sont évidemment pas enregistrées dans l'émulsion.

— Discrimination entre les cibles. — La diversité des constituants de l'émulsion nous incite à rechercher l'élément qui a provoqué la réaction. Nous utilisons un critère indiqué par Parfanovich [6].

Une étude de la répartition des longueurs des parcours des noyaux de recul nous montre une discontinuité entre 9 et 12 μ. En conséquence, nous avons attribué les reculs de longueur inférieure à 9 μ à des réactions sur les noyaux lourds (Ag — Br) notation (H), et les reculs à parcours supérieur à 12 μ à des réactions sur les noyaux légers C, N, O, notation (L).

Sur 437 étoiles, 96 ont ainsi pu être attribuées au Br et à l'Ag et 341 à C N O. Parmi elles, il y a en 54 présentant deux ions lourds, 6 provenant du groupe H et 48 du groupe L.

— Rapport α/protons. — La comparaison entre le nombre de particules de charge 1 et de particules α émises au cours d'une réaction est un

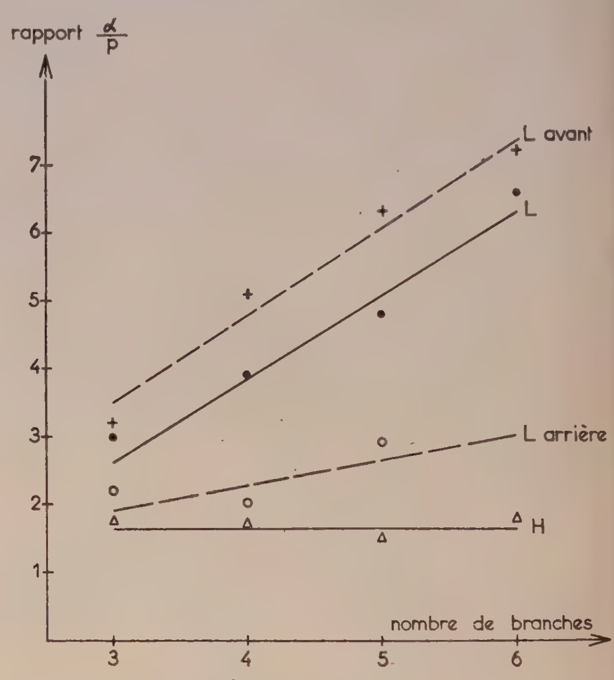


Fig. 4. — ^{20}Ne. Émulsion C2 diluée deux fois. Nombre total d'étoiles : 437.

paramètre très intéressant. L'utilisation d'émulsions Ilford C2 deux fois diluées en gélatine nous permet une bonne discrimination entre particules de charge 1 et 2. Nous avons étudié le rapport α/p d'une part pour le groupe de réactions avec noyaux lourds H, d'autre part, pour le groupe de réactions avec noyaux légers L. La figure 4 traduit graphiquement les résultats en fonction du nombre de branches.

— Pour le groupe H, ce rapport est de 1,6. Il est voisin de celui trouvé par Flerov [9], $\alpha/p = 1{,}5$, dans le cas d'interactions de N et O avec les noyaux lourds de l'émulsion.

— Pour le groupe L, ce rapport augmente de 2, 5 à 6 avec le nombre de branches, c'est-à-dire finalement avec l'énergie.

En séparant le groupe L en deux sous-groupes : l'un L_{av} ne contenant que des branches provenant de réactions, dont toutes les branches sont dirigées vers l'avant ;

l'autre L_{arr} provenant d'étoiles contenant une

branche ou plus dirigées vers l'arrière dans le système du laboratoire, nous avons les résultats suivants :

Pour L_{arr} α/p est à peu près constant, toutefois

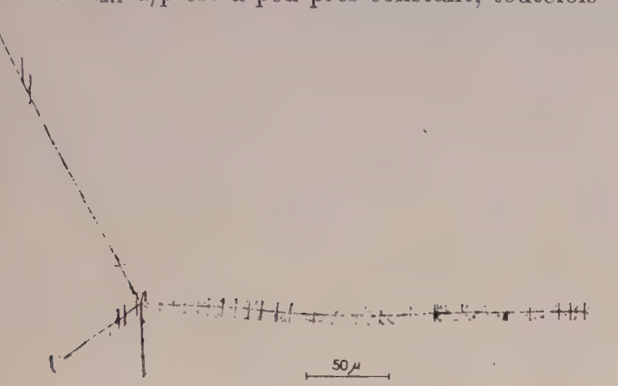


Fig. 5. — ²⁰Ne. Émulsion C2.

légerement supérieur à la valeur trouvée pour le groupe H.

Pour L_{av} α/p augmente fortement de 3,5 à 7.

Ce rapport α/p qui reste pratiquement constant pour les groupes H et L_{arr} paraît montrer que nous avons affaire dans chaque groupe à un même comportement, lorsque le nombre de branches, c'est-à-dire l'énergie augmente.

Pour L_{av}, les éléments caractéristiques sont le grand nombre de particules α émises et l'augmentation de α/p en fonction du nombre de branches des étoiles.

En étudiant la répartition des branches α et p dans le système du laboratoire par secteur de 60°, nous constatons que les α sont plus fortement collimatés vers l'avant que les protons, et ceci pour les deux groupes H et L.

Les figures (5) et (6) donnent une image caractéristique des réactions du groupe H (*fig.* 5) et du groupe L (*fig.* 6).

Ce travail a été effectué au Département de Physique Corpusculaire du C. R. N. de Strasbourg.



Fig. 6. — ²⁰Ne. Émulsion C2.

Nous remercions vivement M. le Professeur P. Cüer, pour l'intérêt qu'il a bien voulu témoigner à ce travail et pour les facilités dont nous avons pu disposer.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Fremlin (J. H.), Nuclear reactions, vol. 1. North-Holland Publishing Compagny, Amsterdam, 1959, p. 89.
[2] Lefort (M.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 665.
[3] Zucker (A.), *Ann. Rev. Nucl. Sc.*, 1960, **10**, 27.
[4] Miller (J. F.), *U. C. R. L.*, 1952, 1902.
[5] Chackett (K. F.), Fremlin (J. H.) et Walker (D.), *Phil. Mag.*, 1954, **45**, 173.
[6] Parfanovich, Rabin et Semchinova, *J. E. T. P.*, 1956, **31**, 188.
[7] Heckmann (H. H.), Perkins (B. L.), Simon (W. G.), Smith (F. M.) et Barkas (W. H.), *Phys. Rev.*, 1960, **117**, 544.
[8] Heidmann (J.) et Bethe (A.), *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 274.
[9] Flerov (G. N.), 2ᵉ Conférence Inter. Énergie Atomique, Genève, 1958, vol. **7**, p. 221.

AVERTISSEMENT

Les seize communications techniques présentées à ce colloque :

Technique I. — *Accélérateurs, Électronique.*
Technique II. — *Méthodes de détection.*

paraîtront dans le prochain fascicule supplémentaire de Physique appliquée (*J. Phys. Rad.*, Novembre 1961, Vol. **22**, Fasc. 11 bis).

SECTION EFFICACE DE DIFFUSION POUR LES NEUTRONS LENTS DE L'HYDROGÈNE DANS LES HYDRURES MÉTALLIQUES

par R. GENIN et M. RIBRAG
C. E. N., Saclay.

Résumé. — L'étude des sections efficaces totales de certains hydrures métalliques pour les neutrons lents constitue un cas particulièrement net de l'influence de la liaison chimique sur la diffusion des neutrons de basse énergie.

Les résultats obtenus sur les hydrures de zirconium, tantale et lanthane sont présentés ; leur interprétation, à l'aide d'un modèle simplifié, est également donnée.

Abstract. — Measurements have been made of total cross-sections of zirconium, tantalum and lanthanum hydrides, as a function of neutron energy.

The interpretation of these results is given in terms of a very simple model originally proposed by Fermi.

L'étude de la diffusion des neutrons lents par un noyau lié dans une molécule est un problème difficile. Deux types de forces sont à considérer : les forces nucléaires entre le neutron et le noyau diffuseur et les forces responsables de la liaison chimique maintenant ce noyau dans la molécule.

Fermi [1] a montré qu'une description approximative pouvait être donnée en considérant l'interaction neutron-noyau comme ponctuelle et en la traitant comme une perturbation justifiable de la méthode d'approximation de Born. La validité du procédé repose sur le fait que les forces de liaison chimique ont un rayon d'action infiniment plus grand que les forces nucléaires et que dans le domaine d'énergie envisagé, la longueur d'onde des neutrons est aussi beaucoup plus grande que la portée des forces nucléaires. En supposant le centre de gravité de la molécule fixe, la section efficace différentielle de diffusion sur un noyau de masse mA, pour des neutrons de masse m et de vecteur d'onde k_0, est donnée par la relation suivante :

$$\frac{d\sigma_{if}}{d\,\Omega} = \left(\frac{A+1}{A}\right)^2 a^2 \frac{K'}{K_0} \left| \int e^{\,i(K'-K_0)\,.\,r}\, \psi_i(r)\ \psi_f(r)\ dr \right|^2 \quad (1)$$

où k' est le vecteur d'onde du neutron diffusé, avec $K'^2 = K_0^2 + 2mh^{-2}(E_i - E_f)$, E_i et E_f désignant les énergies de liaison de l'atome diffuseur dans la molécule, respectivement dans l'état initial et dans l'état final.

a est l'amplitude de diffusion du noyau libre pour les neutrons, caractéristique de l'interaction nucléaire entre le neutron incident et le noyau diffuseur.

ψ_i et ψ_f sont les fonctions d'onde du noyau diffuseur dans la molécule, respectivement pour l'état initial et pour l'état final, exprimées en fonction de r représentant les coordonnées de l'atome diffuseur par rapport au centre de masse de la molécule.

Quand l'énergie des neutrons est grande devant toutes les valeurs de E_i le noyau diffuseur est libre et la section efficace totale de diffusion est $d\sigma_{if}/d\Omega = a^2$. Pour des neutrons dont l'énergie tend vers zéro la diffusion élastique est seule possible, au moins quand l'atome diffuseur est dans l'état fondamental dans la molécule, et l'équation (1) conduit à $d\sigma_{if}/d\Omega = (A+1)^2 A^{-2} a^2$. Dans le domaine des énergies intermédiaires la section efficace de diffusion dépend de la structure de la molécule et le problème théorique est très compliqué. Un cas important en pratique est celui du ralentissement des neutrons où les noyaux diffuseurs sont des protons.

Pour ce cas Fermi [1] a envisagé un modèle simple où la liaison de l'hydrogène est représentée par un oscillateur harmonique isotrope vibrant autour de sa position d'équilibre fixe. L'équation (1) permet alors d'exprimer assez simplement les sections efficaces de diffusion. Pour un oscillateur harmonique, caractérisé par une distance des niveaux $E_0 = h\nu_0$, un neutron incident d'énergie E est diffusé avec une énergie $E - nE_0$, où n est un entier positif ou nul. Soit σ_{on} la section efficace pour une diffusion accompagnée d'une perte d'énergie nE_0, l'équation (1), quand on y introduit les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique, conduit à l'expression

$$\sigma_{on} = \frac{4\pi a^2}{x} \left\{ \frac{[n,(\alpha+\beta)]!}{n!} - \frac{[n,(\alpha-\beta)]!}{n!} \right\} \quad (2)$$

avec

$$x = E/E_0, \quad \alpha = 2x - n, \quad \beta = 2[x(x-n)]^{1/2}$$

$$\frac{(n,z)!}{n!} = \frac{1}{n!}\int_0^z e^{-t}\, t^n\, dt$$

(fonction factorielle incomplète). Pour $n = 0$ la relation (2) définit la section efficace élas-

tique, σ_{00}. Quand l'énergie des neutrons croît à partir de zéro la section efficace σ_{00} décroît de façon monotone depuis la valeur $16\ \pi a^2$ et tend rapidement vers la valeur $4\ \pi a^2/x$. Quand n est positif, l'allure générale des sections efficaces inélastiques est la suivante : pour $x = n$ la courbe $\sigma_{0n} = f(x)$ part de zéro avec une tangente verticale, passe par un maximum d'autant moins prononcé que n est grand puis tend également rapidement vers la valeur $4\pi a^2/x$. La section efficace totale de diffusion est donnée par

$$\sigma(x) = \sum_{k=0}^{[x/n]} \sigma_{0k}(x)$$

où $[x/n]$ désigne la partie entière de x/n. Les résultats sont résumés sur la figure 1.

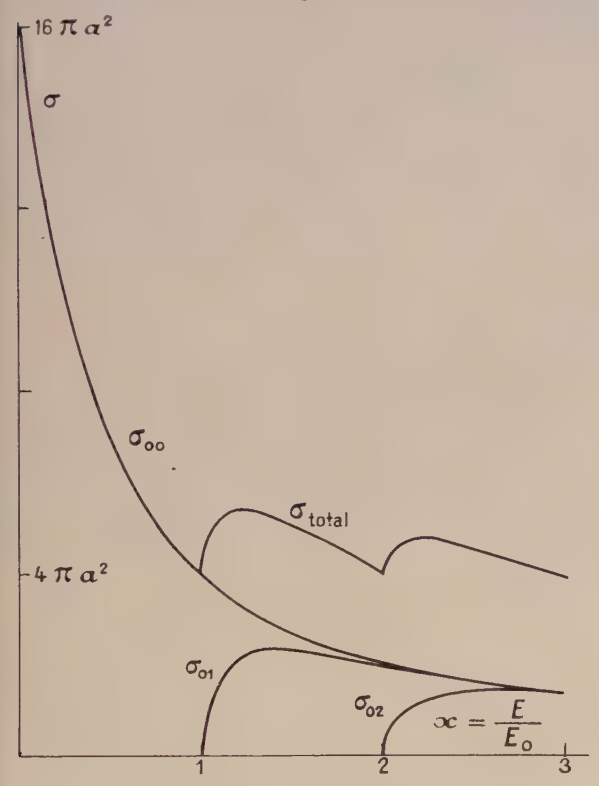


Fig. 1. — Sections efficaces de diffusion d'un neutron par un oscillateur harmonique isotrope ($A = 1$).

La validité du modèle de Fermi est évidemment très limitée ; elle nécessite au moins une certaine symétrie dans l'espace des atomes entourant l'hydrogène. Cependant Reynolds et al. [2] ont observé, en mesurant la section efficace totale de l'hydrure de zirconium en fonction de l'énergie des neutrons, que le modèle de Fermi pouvait fournir une représentation correcte de la diffusion des neutrons par l'hydrogène lié au zirconium.

Nous avons repris ces mesures, en utilisant les neutrons monocinétiques fournis par le spectromètre à cristal de la pile EL. 3, pour l'hydrure de zirconium et pour deux autres hydrures : l'hydrure de titane et l'hydrure de lanthane. Les résultats obtenus pour la section efficace totale de ces trois hydrures sont donnés sur les figures 2, 3 et 4.

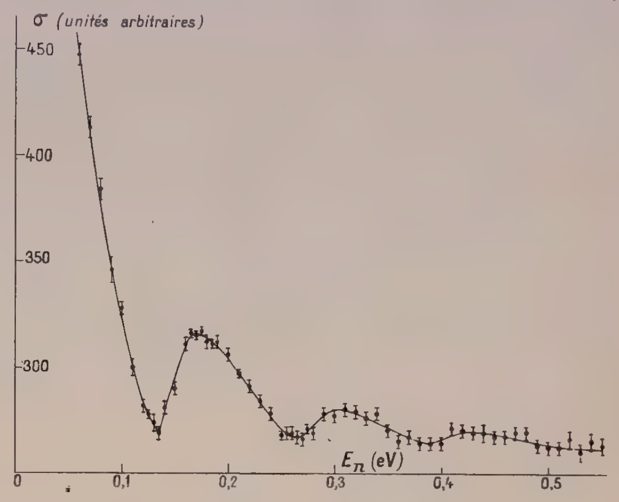


Fig. 2. — Hydrure de zirconium.

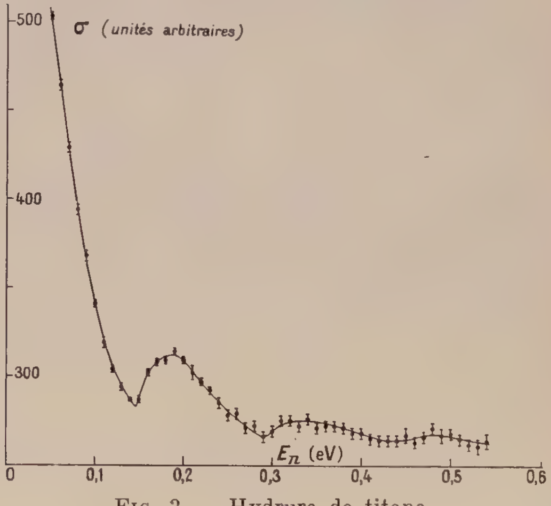


Fig. 3. — Hydrure de titane.

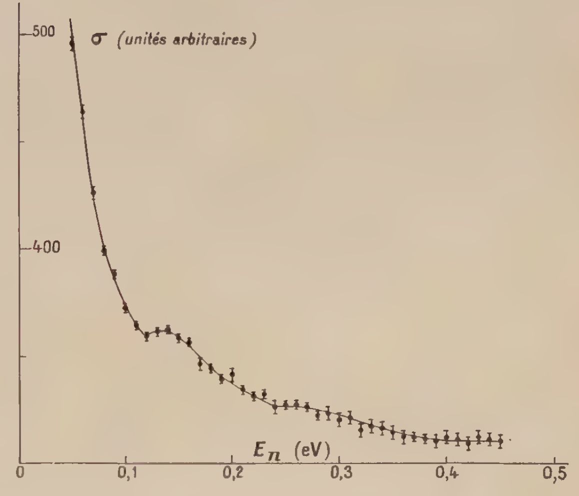


Fig. 4. — Hydrure de lanthane.

Pour l'hydrure de zirconium et l'hydrure de titane il apparaît nettement des discontinuités équidistantes traduisant l'excitation des niveaux successifs d'un oscillateur harmonique.

Dans le cas de l'hydrure de lanthane les discontinuités sont à peine visibles ; pour l'hydrure de magnésium, étudié aussi par Reynolds, il n'y a plus aucune discontinuité. Cette variation dans l'allure des sections efficaces est probablement liée aux variations de structure des hydrures correspondants. Dans le cas du magnésium et du lanthane, la théorie sont assez importants. Pour interpréter ces écarts il est possible d'invoquer le fait que le modèle de Fermi, très simple, ne correspond pas parfaitement à la réalité physique mais tout d'abord il faut envisager les points suivants. La théorie de Fermi suppose qu'initialement tous les atomes d'hydrogène sont dans l'état fondamental, il est évidemment plus correct de considérer une distribution des atomes entre les différents états conformes à l'équilibre thermodynamique.

Le calcul des différentes sections efficaces de

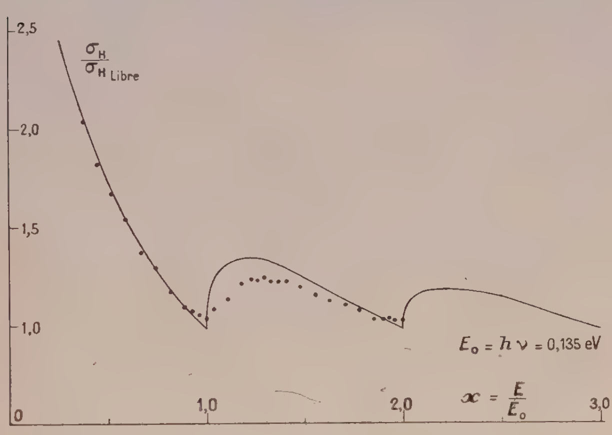


Fig. 5. — Hydrure de zirconium.

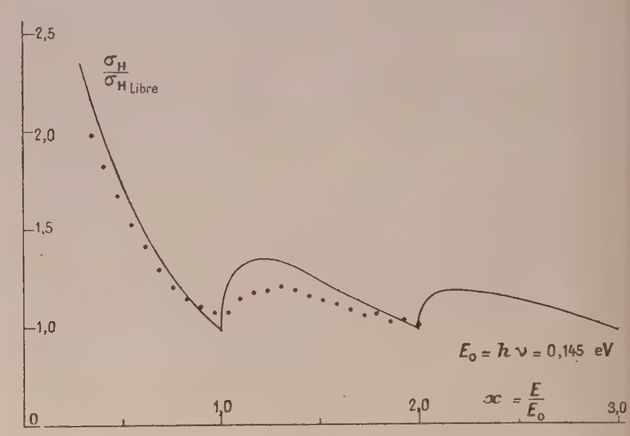


Fig. 6. — Hydrure de titane.

la symétrie des atomes métalliques entourant l'hydrogène pourrait être insuffisante pour assurer l'isotropie des forces de liaison supposée pour le modèle de Fermi. Une autre explication peut être cherchée dans la nature de la liaison chimique entre l'hydrogène et les différents métaux. Pour le zirconium et le titane, dont l'électronégativité est voisine de celle de l'hydrogène, il est possible d'envisager un cas particulier de liaison hydrogène où l'hydrogène peut être lié à plusieurs, ici quatre, atomes métalliques [3]. Pour le lanthane, et surtout pour le magnésium, plus électropositifs, la liaison chimique tendrait à acquérir le caractère ionique qui est atteint dans les hydrures alcalins.

Après déduction de la section efficace totale du métal correspondant les courbes précédentes donnent la section efficace de diffusion de l'hydrogène lié dans un hydrure et permettent une comparaison quantitative avec les prévisions de la théorie de Fermi. Les résultats pour le zirconium et le titane sont donnés dans les figures 5 et 6.

Les écarts entre les données expérimentales et diffusion, élastiques et inélastiques avec maintenant la possibilité d'absorption de phonons, est encore possible [4], [5]. Dans les cas envisagés l'écart entre les niveaux d'énergie est assez grand par rapport à l'énergie d'agitation thermique pour que les corrections à apporter à la théorie de Fermi soient petites, au moins dans le domaine d'énergie étudié.

La théorie de Fermi suppose de plus le centre de gravité des molécules fixe ; elle néglige donc les vibrations acoustiques du réseau et l'effet Doppler qui en résulte. Les corrections à apporter pour en tenir compte sont probablement assez importantes mais malaisées à effectuer. Pour élucider ce point nous allons reprendre les mesures de section efficace sur les hydrures à basse température.

Cette étude a été entreprise en collaboration avec le Service d'Études de Protections de Pile au Centre d'Études Nucléaires de Fontenay-aux-Roses.

Nous tenons à remercier M. J. P. Millot et J. Culambourg pour l'aide et les renseignements qu'ils nous ont fournis.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Fermi (E.), *Ricerca Sci.*, 1936, **7** (2), 13. Amaldi (E.), *Handbuch der Physik*, 1959, **38/2**, p. 403. Springer Verlag, Berlin, 1959.

[2] McReynolds (A. W.), Nelkin (M. S.), Rosenbluth (M. M.), Whittemore (W. L.) et Hopkins (J. J.), Deuxième Conférence de Genève, Rapport P/1540, **16**, p. 299.

[3] Hurd (D. T.), An Introduction to the Chemistry of the Hydrides, Wiley, New York, 1952.

[4] Culambourg (J.), Étude de la thermalisation dans les solides. Approximation d'Einstein.

[5] Zemach (A. C.) et Glauber (R. J.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 118.

SECTIONS EFFICACES DES RÉACTIONS ^{19}F (n, 2n) ^{18}F ET ^{23}Na (n, 2n) ^{22}Na

par C. WILLIAMSON et J. PICARD
C. E. N., Saclay.

Résumé. — On mesure les sections efficaces des réactions ci-dessus pour des neutrons d'énergie comprise entre 12,5 et 21 MeV, par la méthode d'activation, dans le but de comparer les résultats aux prédictions de la théorie statistique. Quelques résultats expérimentaux préliminaires sont présentés ici.

Abstract. — The cross-sections for the above reactions have been measured in the neutron energy range 12.5-21 MeV by the activation method. The results are compared with the predictions of the statistical theory. Some preliminary experimental results are given.

Les neutrons incidents sont produits par bombardement d'une cible de tritium sur tantale par des deutons de 4,2 MeV. Les neutrons produits, suivant leur direction par rapport au faisceau de deutons, ont des énergies allant de 12,5 à 21 MeV. Huit échantillons de FNa sont irradiés en même temps ; ils sont disposés de 20 en 20° autour de la cible de tritium.

La mesure de la section efficace de la réaction ^{23}Na (n, 2n) ^{22}Na sera une mesure absolue. Quinze jours après la fin de l'irradiation, le ^{22}Na est le seul des produits des réactions possibles qui subsiste (sa vie moyenne étant 2,6 ans). On en mesure l'activité dans un cristal-puits de INa, étalonné par une source connue de ^{22}Na. La mesure du flux de neutrons avait été faite pendant l'irradiation par un scintillateur plastique mince monté sur photomultiplicateur.

Une mesure préliminaire à 21 MeV donne

$$\sigma = 320 \pm 50 \text{ mb.}$$

La mesure de la section efficace de la réaction ^{19}F (n, 2n) ^{18}F sera une mesure relative, normalisée par rapport à la section efficace à 14 MeV (1).

Les premiers résultats sont consignés sur la figure 1.

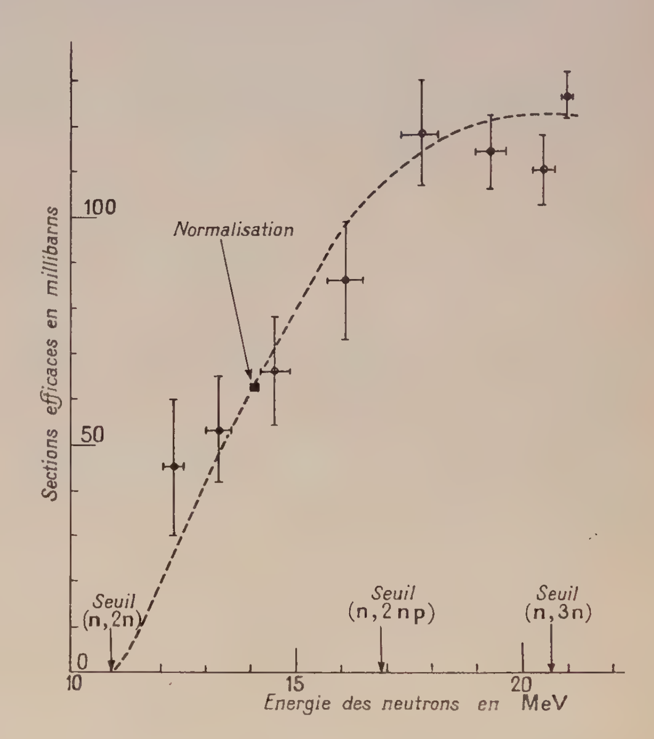


FIG. 1. — Section efficace absolue $^{19}F(n, 2n)^{18}F$.

BIBLIOGRAPHIE

[1] ASHBY (V. J.), CATRON (H. C.) et TAYLOR (C. J.), UCRL 5054, 1958.

SECTIONS EFFICACES TOTALES POUR NEUTRONS DE 28.4 MeV

par G. DECONNINCK (*), A. GONZE (*), P. MACQ et J. P. MEULDERS
Centre de Physique Nucléaire de Louvain, Belgique.

Résumé. — Les sections efficaces totales pour neutrons de 28,4 MeV ont été mesurées pour une série de corps allant de Mg à ^{238}U. L'accord avec les résultats d'autres expérimentateurs est excellent sauf dans le cas de Th et de Ba.
Les résultats sont bien expliqués par le modèle de Bjorklund et Fernbach.

Abstract. — Neutron total cross-sections in the 28.4 MeV energy region have been measured by a transmission method for $27 < A < 238$. The results agree well with previous data, except in the case of thorium and barium.
The experimental curve is well fitted by theoretical calculations based on the Bjorklund and Fernbach model.

Le modèle optique du noyau permet de prévoir les valeurs de σ_{tot} en fonction de l'énergie ou du poids atomique. L'analyse des résultats fait intervenir un nombre limité de paramètres et tout récemment, il a été montré que la partie réelle du potentiel pouvait être déterminée indépendamment des autres paramètres par la position des résonances géantes.

L'absence presque totale de résultats expérimentaux au delà de 14 MeV nous a incités à entreprendre une série de mesures de σ_{tot} en fonction de poids atomique à 28 MeV. Toutefois, depuis le début de ces mesures, un important travail a été publié par J. M. Peterson [1], dans cette région d'énergie. Nous avons donc pu nous limiter aux corps qui n'avaient pas été mesurés jusqu'ici afin d'étayer le travail de Peterson.

(*) Chercheur agréé de l'I. I. S. N.

1. Méthode expérimentale.

— Le cyclotron de l'Université de Louvain fournit un faisceau extrait de deutérons de 12 MeV dont l'intensité peut atteindre 5 μA sur une surface de 1 cm² à l'endroit de l'utilisation.

Grâce à la réaction (d, T) ces deutérons permettent la production de neutrons de 28 MeV.

La figure 1 montre une vue d'ensemble du cyclotron. Le faisceau est amené à une distance de 6 mètres de la source afin de réduire le bruit de γ et de neutrons provenant du cyclotron.

Le faisceau sort dans l'air à travers une feuille

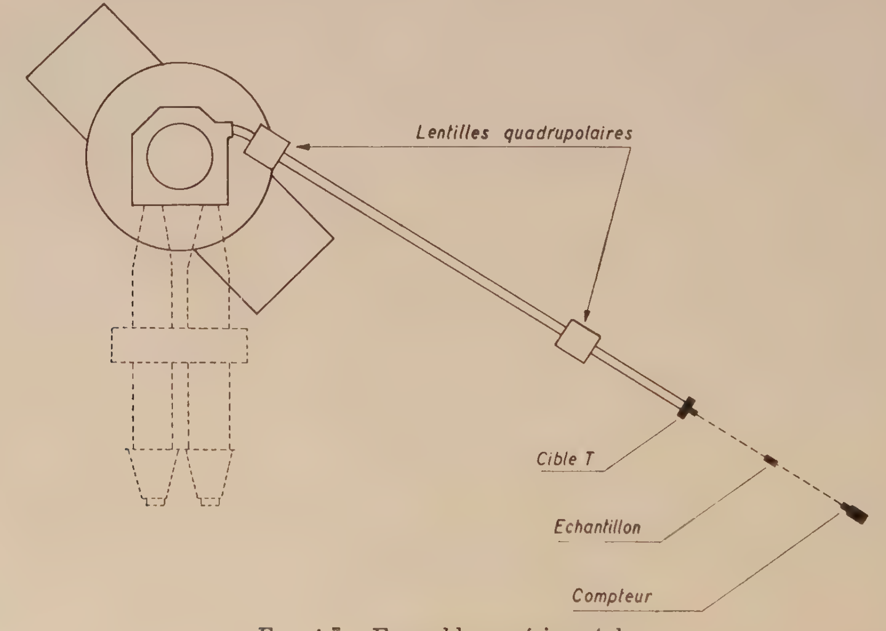


FIG. 1. — Ensemble expérimental.

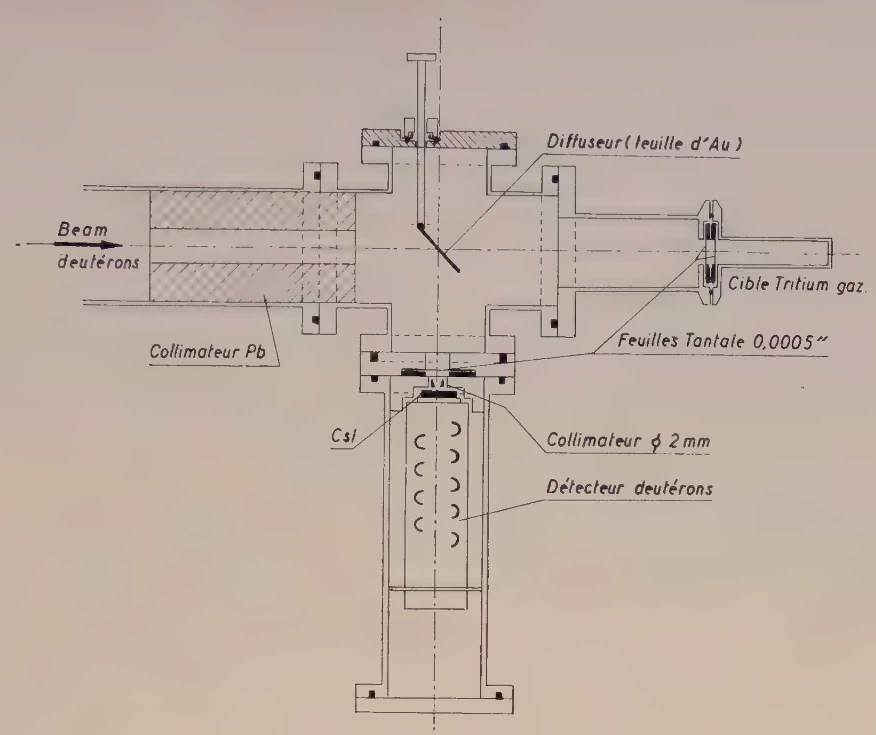


Fig. 2. — Moniteur de deutérons et cible gazeuse.

de tantale de 10 mg/cm². La cible de tritium est composée d'une cellule gazeuse de 40 cm³ contenant 110 curies de tritium. La cellule est fermée à son extrémité par une feuille de tantale de 10 mg/cm², maintenue par un joint « Oring » non graissé. Le fond de la cible est tapissé par une feuille de plomb qui stoppe le faisceau de deutérons. Le tritium peut être réabsorbé dans un réservoir contenant du charbon actif et solidaire de la cible.

La perte d'énergie des deutérons dans le tantale a été mesurée grâce à une chambre à diffusion, placée en bout de faisceau analysé, en observant le recul du pic de diffusion élastique des deutérons dans l'or lorsque l'on dispose des absorbeurs en tantale. Cette perte est de 900 keV pour 20 mg de tantale.

Le cadence de la réaction est observée grâce à un moniteur basé sur la diffusion élastique des deutérons ; une feuille de 0,2 mg d'or est interposée dans le faisceau et les deutérons diffusés élastiquement à 90° sont comptés par le sélecteur moniteur de la réaction. La statistique et la stabilité de ce moniteur sont de loin meilleures qu'un moniteur basé sur la détection de neutrons (*fig* 2).

L'énergie des deutérons au moment de la réaction est d'environ 11 MeV et les neutrons émis à 0° par rapport au faisceau ont une énergie de 28,4 MeV. L'étalement en énergie des neutrons issus de la réaction est dû principalement à l'étalement du faisceau à la sortie du cyclotron (environ 150 kV) et au straggling dans la cible. On peut estimer cet étalement à environ 2 % ce qui est négligeable pour des mesures de σ_{tot}.

2. **Détection des neutrons.** — Le détecteur à neutrons est un scintillateur (plastique NE 102) couplé à un photomultiplicateur RCA 6 199. La réponse de ce scintillateur aux neutrons est un spectre de protons de recul en forme de plateau. La réponse des scintillateurs plastiques pour les

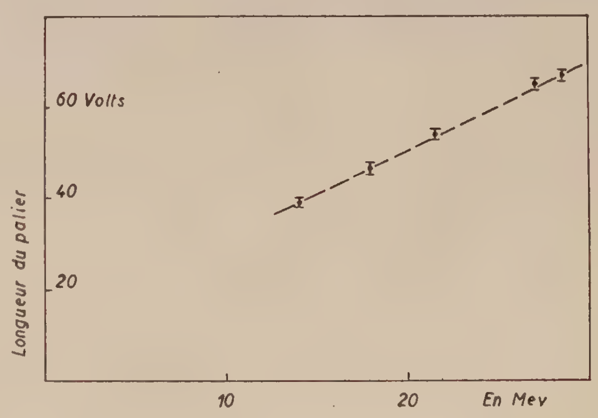


Fig. 3. — Linéarité du scintillateur NE 102.

particules chargées étant non linéaire à basse énergie, un étalonnage dut être réalisé avec des neutrons de différentes énergies, soit 14,1 ; 18 ; 21,5 ; 27 et 28,4 MeV.

Les neutrons de 14,1 MeV sont produits par la

réaction d(T n)α effectuée à l'aide d'un accélérateur de Van der Graaff de 1 MV voisin du cyclotron. Les autres énergies sont obtenues au cyclotron en variant l'angle de détection des neutrons par rapport à l'axe du faisceau.

La figure 3 montre l'excellente linéarité du détecteur entre 14 et 28 MeV et permet de déterminer le seuil de détection dans nos expériences. Les points expérimentaux correspondent à l'endroit de mi-hauteur du spectre.

Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un analyseur 400 canaux type RIDL. L'intérêt de cette méthode est de détecter à chaque mesure le plateau de neutrons et d'éviter ainsi la détection de γ ou neutrons de break up. De plus, elle permet d'éviter les erreurs dues à un glissement de l'électronique ainsi qu'à l'effet d'empilement des impulsions, effet qui varie suivant le taux de comptage, ainsi que suivant le pouvoir d'absorption de l'échantillon pour les γ. On réduit toutes ces erreurs en ne comptant que les impulsions situées dans la partie horizontale du plateau éliminant ainsi la queue du spectre.

4. **Méthode expérimentale.** — La mesure de σ_{tot} s'effectue par la méthode de transmission avec bonne géométrie. La figure 4 donne les détails de la géométrie. Le bruit de fond est mesuré en interposant un barreau de fer de 30 cm entre le détecteur et la cible.

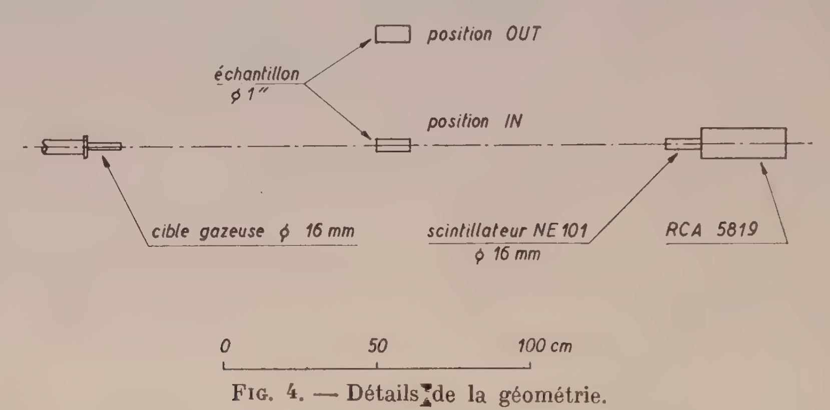


Fig. 4. — Détails de la géométrie.

Les échantillons sont de pureté commerciale et constitués par des cylindres de 25,1 mm de diamètre et de longueur variable.

Les échantillons d'éléments existant habituellement en poudre ou en cristaux tels que S, Mn, As, I, P, ont été obtenus par compression. Les éléments liquides Hg, CCl_4, Br, ont été placés dans un container cylindrique à parois minces. Le chlore a été mesuré par différence entre CCl^4 et C.

Les mesures ont été effectuées suivant la méthode habituelle consistant en des alternances de mesures avec et sans échantillon, afin de réduire les fluctuations électroniques. Le bruit de fond est de l'ordre de 1,5 %. La déviation standard a été calculée suivant les méthodes habituelles.

Signalons enfin que l'absence de γ dans la queue du spectre de neutrons a été testée par une méthode de temps de vol, utilisant la R. F. du cyclotron. Lorsque l'on monte suffisamment le niveau du discriminateur, le pic des γ disparaît complètement. Des résultats similaires à ceux de Peterson [1] ont été obtenus. Le circuit du temps de vol est celui qui a été utilisé précédemment à 14 MeV [2]. La résolution de l'ensemble est de 5 n sec et elle est limitée principalement par la largeur naturelle des paquets de particules émises par le cyclotron [6].

Corrections. — Aux neutrons transmis viennent se superposer les neutrons diffusés élastiquement dans l'échantillon et qui atteignent le détecteur. L'erreur de mesure qui consiste à détecter ces neutrons a pour résultat de diminuer la section efficace totale calculée. Nous avons étudié cette erreur de façon systématique dans un article précédent [5]. La formule donnant la correction se réduit ici à

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{4\,\omega}{\sigma}\frac{d\sigma_{el}}{d\omega}(0^{o})$$

$$\sigma = \sigma_{tot}$$

ω = angle solide échantillon-cible.

A cause de la bonne géométrie, on peut en effet supposer que tous les neutrons sont diffusés à 0°.

Les valeurs de $\frac{d\sigma_{el}}{d\omega}(0^{o})$ sont inconnues à cette énergie. Afin de pouvoir estimer la correction, nous avons mesuré cette valeur pour un angle de 5°. L'appareillage utilisé est celui de la référence [4]. La mesure a été effectuée pour 3 corps de poids atomiques différents ; ^{12}C, ^{118}Sn et ^{238}U, pour les autres corps on a procédé à une interpollation.

Les résultats sont consignés dans le tableau suivant :

SUBSTANCE	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ (5°) BARNS/STERAD.	ERREUR $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$	ERREUR ABSOLUE EN BARNS
—	—	—	—
^{12}C	1,24	0,2 %	0,009
$^{118,7}Sn$	6,25	0,41 %	0,025
^{238}U	24,3	0,87 %	+ 0,052

L'erreur qui en résulte est figurée dans la 4e colonne ; on doit l'ajouter à σ_{tot}. Les erreurs statistiques sont supérieures d'un ordre de grandeur à ces corrections de diffusion de sorte que leur rôle est secondaire.

Il est très difficile de chiffrer les erreurs qui résulteraient d'inhomogénéités dans l'échantillon. Cependant, on peut les estimer négligeables sauf pour le baryum (présence d'oxydes) et le thorium.

Résultats. — Les mesures de Al, Fe, Mo et ^{238}U servent de points de comparaison entre nos résultats et ceux des références [1] et [2]. L'ensemble des résultats est exposé dans la table I. L'accord est bon dans les limites des erreurs statistiques. Les points expérimentaux ainsi que la courbe théorique calculée par Peterson suivant le modèle de Bjorklund et Fernbach sont reproduits à la figure 5.

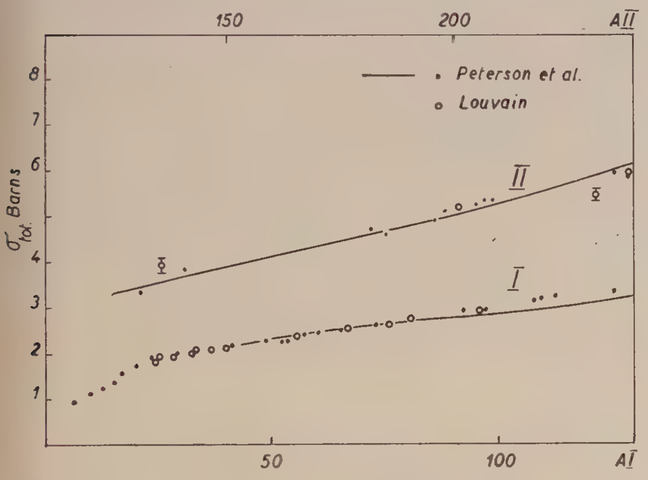


FIG. 5. — Sections efficaces totales en fonction du poids atomique pour neutrons de 28,4 MeV.

Comme le montrait déjà le travail de Peterson, l'accord est excellent pour des valeurs de $V_{CR} = 39$ MeV et $V_{CI} = 11$ MeV (voir réf. [1]. Seule la valeur mesurée pour Th et Ba s'en écarte notablement. A noter cependant que c'est pour ces deux échantillons que le degré de pureté est le moins précis.

L'allure des courbes de σ_{tot} en fonction de A présente une série d'ondulation (résonances géantes) prévues par le modèle optique. Cependant ces résonances expliquées jusqu'ici comme des états de particule individuelle semblent s'interpréter beaucoup mieux comme étant dues à un effet Ramsauer (réf. [1]). Récemment, Bowen et al. [2] ont montré que la position de ces maxima permettait de déterminer la valeur de V_{CR} indépendamment des autres paramètres. Cette valeur est en bon accord avec celle de 39 MeV proposée par Peterson.

Nous tenons à remercier M. de Hemptinne pour ses conseils et encouragements au cours de ce travail, M. Martegani pour son aide technique, notamment pour la mise au point de la cible gazeuse, ainsi que le personnel du cyclotron. Nous remercions également l'I. I. S. N. dont l'aide financière a permis d'entreprendre ces travaux.

SECTIONS EFFICACES TOTALES POUR NEUTRONS DE 28,4 MeV

Z	A	SYMBOLES	σ_{tot} barns	
—	—	—		
11	23,00	Na	1,83 ± 0,05	
12	24,32	Mg	1,97 ± 0,04	
			1,87 ± 0,02	(réf. 1)
13	27,00	Al	1,97 ± 0,08	
			1,91 ± 0,02	(réf. 1)
			1,88 ± 0,042	(réf. 2)
15	31,00	P	2,03 ± 0,06	
16	32,00	S	2,11 ± 0,07	
17	35,46	Cl	2,10 ± 0,07	
19	39,10	K	2,13 ± 0,20	
25	54,93	Mn	2,36 ± 0,12	
26	55,85	Fe	2,39 ± 0,09	
			2,30 ± 0,02	(réf. 1)
30	65,40	Zn	2,55 ± 0,05	
33	79,40	As	2,62 ± 0,11	
35	79,92	Br	2,75 ± 0,09	
42	95,94	Mo	2,93 ± 0,10	
			2,90 ± 0,03	(réf. 1)
53	126,90	I	3,80 ± 0,10	
56	137,40	Ba	4,09 ± 0,40	
80	200,60	Hg	5,23 ± 0,05	
90	232,10	Th	5,49 ± 0,34	
92	238,10	U	6,00 ± 0,15	
			5,81 ± 0,06	(réf. 1)
			5,96 ± 0,14	(réf. 2)

Réf. 1 : PETERSON (J. M.) et al., *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 521. BOWEN (P. H.) et al., *Nucl. Physics*, 1961, **22**, 640.

BIBLIOGRAPHIE

[1] PETERSON (J. M.), BRATENAHL (A.) et STOERING (J. P.), *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 521.

[2] BOWEN (P. H.), SCANLON (J. P.), STAFFORD (G. H.), THRESHER (J. J.) et HODGSON (P. E.), *Nucl. Physics*, 1961, **22**, 640.

[3] DECONNINCK (G.) et MARTEGANI (A.), Un sélecteur de temps de vol pour neutrons de 14 MeV. *Ann. Soc. Scient.*, Bruxelles, 1959, **73**, n° 2.

[4] DECONNINCK (G.), DEMORTIER (G.) et MARTEGANI (A.). Méthode de mesure des sections efficaces différentielles de diffusion élastique pour neutrons de 14 MeV. *Ann. Soc. Scient.*, Bruxelles, 1960, **74**, n° 11, 136.

[5] DECONNINCK (G.) et MARTEGANI (A)., Sections efficaces totales pour neutrons de 2,1 à 3,1 MeV. *Bull. Acad. Roy. Belg.*, 1958, **10**.

[6] Construction d'un temps de vol sur cyclotron. Rapport interne CPNL.

ÉTUDE DU SPECTRE DES ÉLECTRONS DE BASSE ÉNERGIE ÉMIS EN COINCIDENCE AVEC LE RAYONNEMENT β

par MAURICE SPIGHEL et FRANCIS SUZOR
Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Le spectre des électrons de basse énergie (1 à 10 keV) émis en coïncidence avec le rayonnement β est étudié en fonction de l'énergie E de ce dernier. Contrairement à la théorie de l'autoïonisation, l'expérience montre que la probabilité d'association est une fonction décroissante de E/E_0 (E_0 étant l'énergie maximum du spectre β), fonction grossièrement semblable dans les trois radioéléments étudiés ; l'émission de ces électrons est donc directement liée à la désintégration bêta.

Abstract. — The low energy electron spectrum (1 to 10 keV) emitted in coïncidence with β rays is studied in relation to the energy E of the latter. In contradiction to the autoionisation theory, the experimental results show that the association probability is a decreasing function of E/E_0 (E_0 being the maximum energy of the β spectrum) ; this function is roughly similar in the three radioelements studied ; the emission of these electrons is therefore directly correlated with β decay.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 656.

ANOMALIE DU SPECTRE β DE ^{32}P

par P. DEPOMMIER et M. CHABRE
Laboratoire de Physique Nucléaire, Université et Centre d'Études Nucléaires de Grenoble.

Résumé. — Le spectre β de ^{32}P a été mesuré au moyen d'un spectromètre à image intermédiaire. Le facteur de correction décroît à peu près linéairement de 8 % entre 250 et 1 600 keV. En considérant la transition comme l-interdite, on peut interpréter ce résultat au moyen d'une interaction V-1,21 A. La présence d'une interaction pseudoscalaire importante est douteuse. Aucune conclusion ne peut être tirée sur la validité de la théorie du courant vectoriel conservé.

Comme test du spectromètre, nous avons étudié le spectre β de ^{24}Na et trouvé la forme permise à 0,5 % entre 300 keV et 1 300 keV.

Abstract. — The β spectrum of ^{32}P has been measured, using an intermediate image spectrometer. The shape factor is nearly linear, decreasing by 8 % between 250 and 1 600 keV. If the transition is considered as l-forbidden, a V-1,21 A interaction seems sufficient to interpret the data. An important contribution from the pseudoscalar interaction is dubious. No conclusion can be drawn concerning the conserved vector current theory.

As a test of the spectrometer, we have measured the β spectrum of ^{24}Na, and found the allowed shape within 0.5 % between 300 and 1 300 keV.

Introduction. — La transition $^{32}P \rightarrow {}^{32}S$ ($\Delta I = 1^+$) est permise par la règle de sélection de Gamow-Teller. Pourtant, son log ft est élevé : 7,9. D'autre part, le spectre β diffère sensiblement de la forme permise. Mais les résultats publiés sont en désaccord. Si l'on représente le spectre par la formule

$$N(p) = \frac{g^2}{2\pi^3} p^2 q^2 F(Z, E) C(E)$$

le facteur de correction $C(E)$, égal à L_0 pour une transition permise normale, devrait décroître à peu près linéairement de 0,7 % sur l'étendue du spectre de ^{32}P. Nous résumons ci-dessous les résultats antérieurs

AUTEUR	FACTEUR DE CORRECTION $C(E)$	
Porter [1]	$1 - aE$	$a \sim 0{,}01$
Graham [2]	$1 + b/E$	$b \sim 0{,}16$
Johnson et Langer [3]	$1 + b/E$	$0{,}2 < b < 0{,}4$
Daniel [4]	$1 - aE$	$a \sim 0{,}04$
Nichols [5]	$1 - aE$	$a \sim 0{,}013$

L'interprétation théorique de ce spectre est faite généralement en considérant la transition $^{32}P \rightarrow {}^{32}S$ comme l interdite [6], [7]. On prévoit ainsi que C est une fonction sensiblement linéaire de E (énergie totale de l'électron), avec $a = 0{,}027$ ou $a = 0{,}040$ suivant les hypothèses faites sur les fonctions d'onde nucléaires radiales (respectivement puits carré infini et oscillateur harmonique).

Conditions expérimentales. — *a*) Spectromètre. — Nous avons utilisé un spectromètre magnétique à image intermédiaire (Siegbahn-Slätis) [8], [9]. Les diaphragmes étaient ajustés pour donner une résolution de 2,5 % avec une source de 3 mm de diamètre. L'étalonnage était fait au moyen de la raie F du thorium. Dans certains cas, le thorium était déposé par émanation sur la source de ^{32}P ; les mesures de spectre étaient faites après décroissance totale du thorium.

b) Sources. — Les sources étaient préparées à partir de solutions de PO_4H_3 sans entraîneur (fournies par Saclay). On opérait par volatilisation sous vide sur feuilles de Formvar aluminisé (100 μg/cm²). Les sources obtenues ainsi étaient invisibles.

c) Détecteur. — Les électrons étaient détectés au moyen d'un compteur Geiger-Müller rempli d'un mélange Argon-Alcool à la pression de 60 mm de mercure. Les paliers obtenus avaient 200 volts avec une pente inférieure à 1 % par 100 volts. La stabilité était satisfaisante ; l'impulsion était contrôlée de façon permanente sur un oscilloscope. La fenêtre de Formvar aluminisé (8 mm de diamètre) coupait à environ 9 keV. Le temps mort était de 120 ± 10 μ s. Le bruit de fond, bien constant, était de 10 coups/min.

Récemment, nous avons remplacé le compteur G-M par un scintillateur (anthracène). Les premières mesures semblent confirmer les résultats obtenus avec le G-M, mais la statistique est encore insuffisante. Nous avons l'intention d'approfondir la comparaison entre les deux types de détecteurs.

Mesures. Corrections. — Chaque spectre a été mesuré avec 30 points (10^4 coups par point sauf parfois les trois derniers points arrêtés à 5 000 coups). Nous avons utilisé quatre sources et mesuré deux ou trois spectres avec chacune d'elles. Les résultats ont été corrigés des pertes de comptage (toujours inférieures à 1 %), de la décroissance ($T = 14{,}3$ jours). La fonction de Fermi est donnée par les tables du NBS [10]. Les corrections d'écran sont négligeables. Les corrections de résolution finie [11] sont partout inférieures à 1,5 %.

Résultats. — Nous portons $C(E)$ en fonction de l'énergie cinétique de l'électron W

$$C(E) = \frac{1}{(W_0 - W)^2} \frac{n}{p^2 F}.$$

Certains auteurs déterminent W_0 en extrapolant la « droite » de Kurie. Ceci est contestable si le diagramme de Kurie n'est pas linéaire, même si l'on ne considère que les points d'énergie supérieure à une certaine valeur (3/4 W_0 par exemple). Cette méthode a tendance à favoriser les déviations de la forme $1 + b/E$.

Le facteur de correction $C(E)$ est très sensible à la variation de W_0, (*fig.* 1). Comme il est illu-

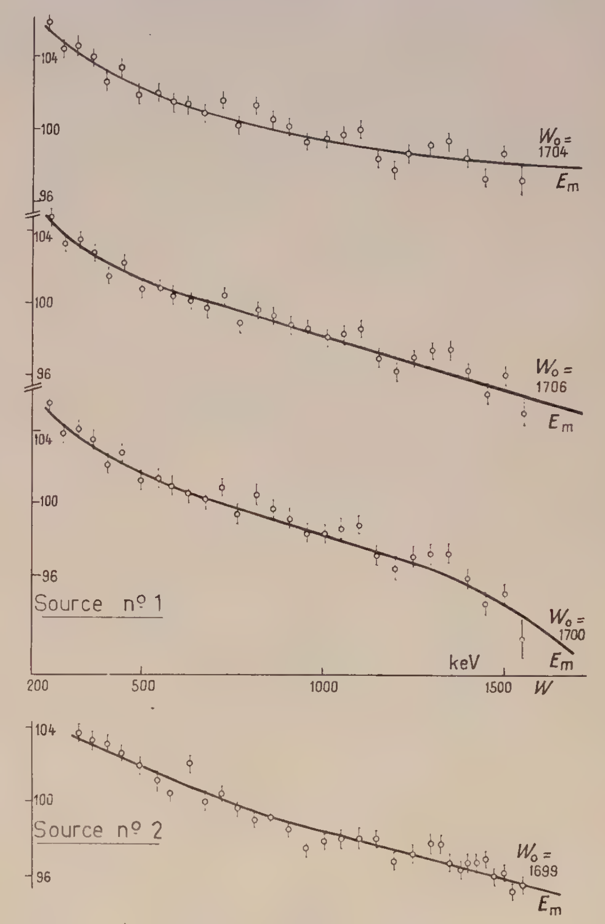
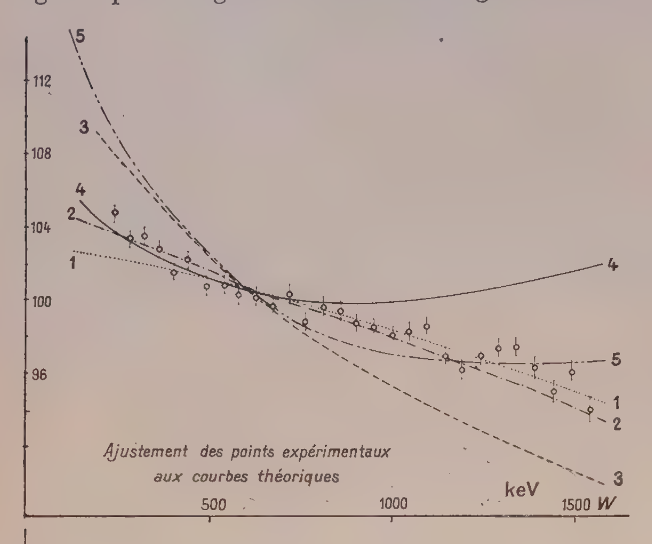


Fig. 1. — A l'extrémité inférieure droite de la 3e courbe à partir du haut, lire 1708 au lieu de 1700.

soire de prétendre déterminer W_0 à mieux que 2 keV près, la détermination de C présente une certaine ambiguïté. Ceci explique que l'on puisse ajuster C à une formule $1 + b/E$ aussi bien qu'à $1 - aE$. Mais il reste que la grandeur des déviations observées varie d'un auteur à l'autre.

Pour $W_0 = 1\,706$ keV, nous obtenons un facteur de correction à peu près linéaire, décroissant de 8 % entre 250 keV et 1 600 keV. Une autre

source (n° 2) a donné un résultat semblable, bien que l'étalonnage soit faux. Porter [1] avait déjà signalé qu'une légère erreur d'étalonnage ne modifie pas le facteur de correction. La figure 2 donne une idée de la reproductibilité des résultats obtenus avec les différentes sources.



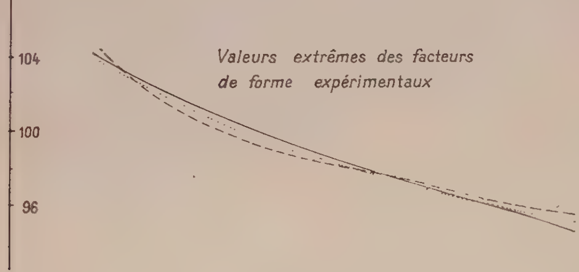


FIG. 2.

1) $\frac{G_P}{G_A} = 0 \qquad x = -5{,}94.10^{-3}$

2) $\frac{G_P}{G_A} = -1{,}1 \qquad x = -5{,}84.10^{-3}$

3) $\frac{G_P}{G_A} = -5{,}5 \qquad x = -5{,}39.10^{-3}$

4) $\frac{G_P}{G_A} = +5{,}5 \qquad x = +8{,}08.10^{-3}$

5) $\frac{G_P}{G_A} = +11 \qquad x = +7{,}43.10^{-3}$.

Spectre de ^{24}Na. — Pour vérifier que les déviations observées pour ^{32}P ne sont pas d'origine instrumentale, nous avons étudié le spectre de ^{24}Na ($\Delta I = 0^+$, $W_0 = 1\,389$ keV), dont la forme est généralement considérée comme permise [1]. Les résultats obtenus avec des sources de plus en plus minces (*fig.* 3) montrent que les déviations observées pour ^{24}Na sont dues à l'épaisseur des sources et que, même dans les plus mauvaises conditions, elles n'affectent pas les énergies supérieures à 350 keV. Grâce à leur activité spécifique élevée, les sources de ^{32}P étaient beaucoup plus minces que celles de ^{24}Na.

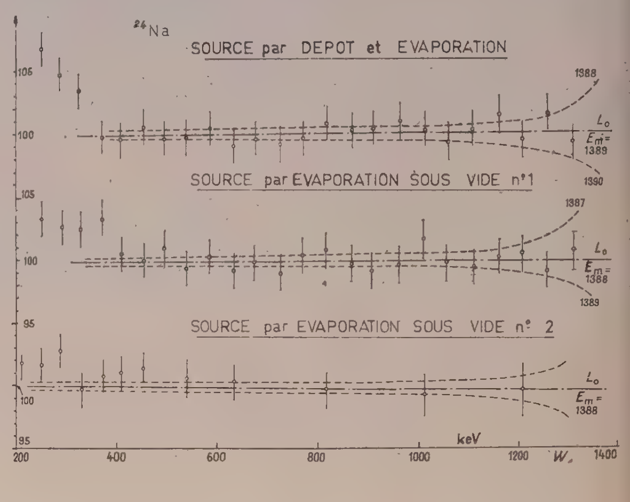


FIG. 3.

Interprétation théorique. — On admet généralement [6-7] que les déviations du spectre sont dues à la règle de sélection (approchée) sur le moment orbital l. L'élément de matrice principal $x = M_1\,(\sigma y_0)$ est fortement réduit et les éléments de matrices deux fois interdits peuvent interférer avec lui. Nous avons repris les calculs en tenant compte de quelques termes supplémentaires :

1° Les termes contenant les dérivées des fonctions d'onde des leptons qui sont introduits par la transformation de Foldy-Wouthuysen. Dans le cas d'une transition à *ft* élevé ces termes ne sont pas négligeables.

2° Les termes deux fois interdits, pas tout à fait négligeables devant les termes d'interférence.

3° Nous avons introduit une interaction pseudoscalaire « induite » [12], en utilisant le formalisme de Rose et Osborn [13].

Les fonctions L_ν, M_ν, etc... sont prises dans les tables de Rose et coll. [14]. Les éléments de matrices nucléaires interdits ont été calculés comme dans [6]. L'élément principal a été déduit du ft de la transition. Les deux possibilités de signe ont été considérées. Nous présentons (*fig.* 2) les facteurs de correction obtenus avec différentes hypothèses sur g_p, pour un puits carré.

Conclusion. — Une interaction V-1, 21A semble suffisante pour interpréter qualitativement les résultats. L'ajustement des points expérimentaux sur le facteur théorique (puits carré) est sans doute fortuit. Un puits harmonique donne une pente trop forte. L'introduction de l'interaction pseudoscalaire n'apporte pas d'amélioration et on peut exclure une contribution pseudoscalaire importante, ce qui est en désaccord avec les conclusions

de Pearson [15]. L'interaction V n'intervient que par des termes correctifs qui influent très peu sur le facteur de forme. Il n'est donc pas possible de tirer une conclusion quelconque relative à la théorie du courant vectoriel conservé de Gell-Mann, contrairement à ce qui est affirmé par certains auteurs [16].

Notre interprétation théorique appelle, entre autres, les critiques suivantes :

1° La transformation de Foldy-Wouthuysen est faite sur la base d'une équation de Dirac pour des nucléons libres. Il vaudrait mieux utiliser la méthode développée par Alaga et coll. [17] qui permet de mieux tenir compte des forces nucléaires mais qui introduit des paramètres arbitraires supplémentaires.

2° L'évaluation des éléments de matrice interdits est faite à partir de fonctions d'onde simples du modèle des couches avec couplage *j-j*. Il faudrait tenir compte d'un mélange de configurations ; les valeurs obtenues pour les éléments de matrice sont vraisemblablement surestimées.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Porter (F. T.), Wagner (F., Jr.) et Freedman (M. S.) *Phys. Rev.*, 1960, **107**, 135.
[2] Graham (R. L.), Geiger (J. S.) et Eastwood (T. A.), *Canad. J. Phys.*, 1958, **36**, 1084.
[3] Johnson (O. E.), Johnson (R. G.) et Langer (L. M.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 2004.
[4] Daniel (H.), *Nucl. Physics*, 1958, **8**, 191.
[5] Nichols (R. T.), McAdams (R. E.) et Jensen (E. N.), *Phys. Rev.*, 1961, **122**, 172.
[6] Henton (B.) et Carlson (B. C.), ISC-1006, déc. 1957,
[7] Iben (I., Jr.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 2059.
[8] Depommier (P.), Chabre (M.), Crançon (J.) et Vialettes (H.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 493.
[9] Chabre (M.), Thèse 3e cycle, Univ. Grenoble, 1960, n° 163.
[10] Tables for the Analysis of Beta Spectra, NBS n° 13 1952.
[11] Owen (G. E.) et Primakoff (H.), *Phys. Rev.*, 1949, **74**, 1406 ; *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 447.
[12] Goldberger (M. L.) et Treiman (S. B.), *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 354.
[13] Rose (M. E.) et Osborn (R. K.), 1954, **93**, 1315.
[14] Rose (M. E.), Perry (C. L.) et Dismuke (N. M.), ORNL, 1953, 1459.
[15] Pearson (J. M.), à paraître dans *Phys. Rev.*
[16] Brabec (V.) et Vinduska (M.), *Czech. J. Phys.*, 1960, B **10**, 615.
[17] Alaga (G.) et Jaksic (B.), *Glasnik Mat. Fiz. Astr.*, 1957, **12**, 31.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 659.

ÉTUDE DE LA CASCADE BÉTA-GAMMA DANS LA DÉSEXCITATION DE ^{86}Rb

par J. P. DEUTSCH (*), L. GRENACS, J. LEHMANN et P. LIPNIK (*)
Centre de Physique Nucléaire, Université de Louvain, Belgique.

Résumé. — On décrit la forme du spectre, et les mesures de corrélation directionnelle β-γ sur ^{86}Rb. Les résultats ne concordent pas avec ceux que donne l'approximation B_{ij} modifiée pour la transition en question.

Abstract. — Spectrum-shape and beta-gamma directional correlation measurements on ^{86}Rb are described. Results are inconsistent with the applicability of the modified B_{ij}-approximation to the transition under consideration.

Introduction. — Environ 10 % des noyaux de ^{22}Rb se désexcite par une cascade béta-gamma de séquence : (2—) — (2+) — (0+) [1]. La forte corrélation directionnelle de cette cascade a été une des premières à être mise en évidence [2] et on semblait trouver également une déviation du spectre d'énergie de la forme « statistique » [3]. Ces particularités ont suscité de nombreux essais d'interprétation théorique [4], [5], [6] : on s'efforçait — en particulier — d'expliquer le comportement de la cascade par un nombre réduit d'éléments de matrice (« approximation B_{ij} modifiée »).

Les mesures de corrélation directionnelle béta-gamma que nous avons entreprises sur cette cascade ont été motivées par une communication de B. G. Petterson et al. à la réunion de Cleveland 1959 de la Société Américaine de Physique [7] : il y annonçait une valeur d'anisotropie de loin supérieure (0,38) aux valeurs « classiques » de M. Deutsch et D. T. Stevenson [2] (0,22). Comme l'interprétation des résultats de corrélation directionnelle nécessite également la connaissance de la

(*) Chercheur agréé de l'I. I. S. N.

forme du spectre bêta, nous avons également effectué cette mesure.

Dans l'interprétation de nos mesures nous envisagerons également les résultats de H. J. Fischbeck et R. G. Wilkinson venus à notre connaissance au cours de ce travail [8].

Forme de spectre. — La forme du spectre bêta en coïncidence avec le rayon gamma a été relevée à l'aide d'un scintillateur plastique NE102 en géométrie « 4π ». Le dispositif et la méthode de mesure ont été décrits dans la communication précédente [9]. L'activité spécifique du RbCl utilisé était de 0,8 mC/mg. L'épaisseur de la source était d'environ 3 microgrammes/cm², elle a été déposée sur du zapon de 10 microgrammes/cm².

L'énergie maximum de 722 $\pm$ 5 keV trouvée est en bon accord avec les résultats d'autres chercheurs. Le facteur de forme $C'(W)$ calculé [6] à partir de nos résultats est représenté à la figure 1. Comme

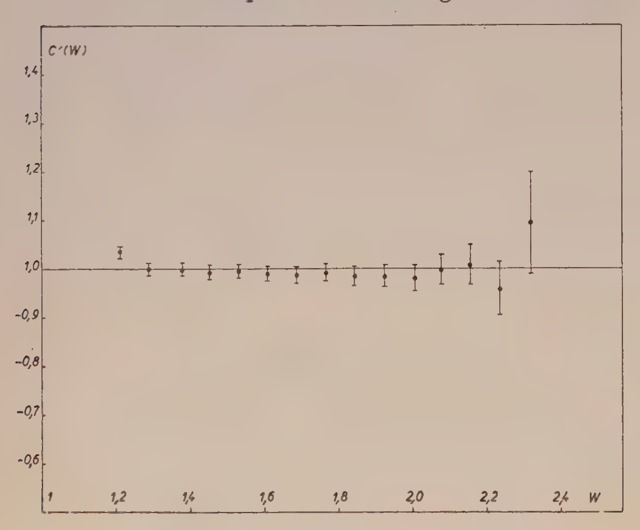


Fig. 1. — Facteur de forme $C'(W)$ du spectra bêta [6].

on peut le voir, nous n'avons pas retrouvé une déviation comparable à celle signalée par R. L. Robinson et L. M. Langer pour des électrons d'énergie inférieure à 200 keV [3]. Nous utiliserons donc dans nos interprétations un facteur de forme constant.

Corrélation directionnelle bêta-gamma. — Ces mesures ont été effectuées conjointement avec deux dispositifs différents.

Dans l'un la sélection d'énergie des particules bêta a été réalisé par une sélection de hauteur d'impulsions d'un scintillateur plastique NE 102 qui servait de détecteur. Le dispositif et les méthodes de mesure sont décrites dans la communication suivante [9]. Vu l'énergie des rayons bêta, nous n'avons toutefois pas utilisé la chambre à He.

L'avantage de la grande luminosité de la méthode précédente est compensé dans la partie basse du spectre par la difficulté d'évaluer correctement les corrections de retrodiffusion. Nous avons donc entrepris des mesures de corrélation directionnelle également par un dispositif où la sélection en énergie des rayons bêta s'effectuait par un spectrographe bêta du type « lentille mince » [9]. L'électronique était du genre classique « coïncidence rapide-lente ».

La source d'une épaisseur de 1 mg/cm² environ, a été déposée soit à l'insuline sur du zapon de 10 microgrammes/cm², soit par évaporation thermique sur de l'Al de 270 microgrammes/cm². Des mesures de contrôle effectuées à l'aide d'un pinceau d'électrons semblent indiquer qu'aux énergies considérées la corrélation n'est pas influencée notablement par l'épaisseur des sources utilisées.

Le mouvement du détecteur mobile et l'enregistrement des résultats a été complètement automatisé. On a mesuré chaque jour les coïncidences fortuites.

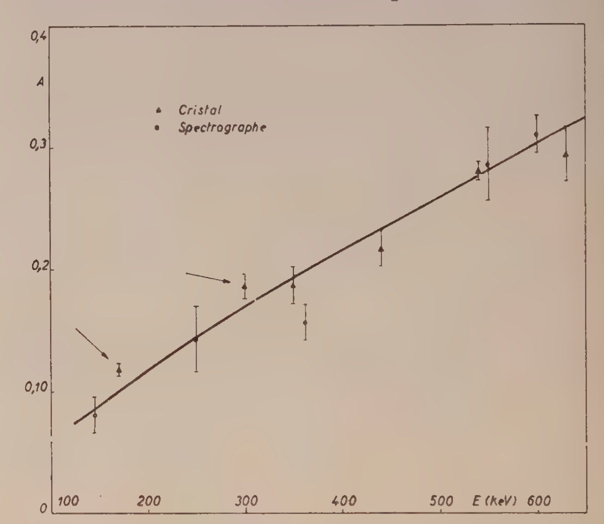


Fig. 2. — Anisotropie de la corrélation directionnelle bêta-gamma différentielle mesurée par deux dispositifs différents. Les deux points marqués d'une flèche n'ont pas été retenus par l'interprétation théorique. (Explication : voir texte).

Déduction faite des coïncidences fortuites et après les corrections d'angle solide, nous avons obtenu les valeurs d'anisotropie indiquées à la figure 2 : $A = [N(180°) - N(90°)]/N(90°)$. Nous voyons que les résultats obtenus correspondent bien aux résultats de M. Deutsch et D. T. Stevenson [2], sauf pour les points proches de l'énergie maximum. Nous y obtenons des valeurs d'anisotropie plus grande, sans atteindre toutefois les résultats obtenus par B. G. Pettersson [7]. En ce point nous sommes d'ailleurs en accord avec les résultats de H. J. Fischbeck et R. G. Wilkinson [8] ; nous reviendrons lors de l'interprétation sur les

différences entre nos résultats et ceux de ces deux chercheurs.

Remarquons — enfin — que les deux points de basse énergie obtenus par le dispositif à sélection de hauteur d'impulsion indiquent une anisotropie supérieure à celle obtenue par le spectrographe. (Ces deux points sont indiqués par une flèche sur la figure 2). Nous y voyons la contribution des rayons béta de plus haute énergie, mais radiodiffusés dans le cristal. Dans l'interprétation nous ne tiendrons donc pas compte de ces deux points.

Interprétation. — A partir de l'anisotropie trouvée, on peut calculer le paramètre ε de la fonction de distribution $N(\theta) = 1 + \varepsilon P_2 (\cos \theta)$ où P_2 est un polynome de Legendre. On montre [6] que le « coefficient de corrélation réduit » défini à partir de ε par la relation $\varepsilon' = (\lambda_2 p^2/W)^{-1} C'(W)$ doit être une fonction linéaire de W avec une pente et une ordonnée à l'origine déterminé par la valeur des éléments de matrice régissant la transition. (λ_2 est un paramètre proche de l'unité introduit par les effets de charge et tabulé à la référence 11 ; p et W sont la quantité de mouvement et l'énergie totale des électrons en unités réduites ; $C'(W)$ le facteur de forme : nous le prendrons égale à l'unité.)

En posant $\varepsilon' = (R_3/\lambda_2) + (e/\lambda_2)W$ (notations de la référence [6], nous avons pu calculer à partir de nos résultats la valeur des paramètres R_3/λ_2 et e/λ_2. Nous reproduisons ces valeurs dans le tableau suivant en les comparant aux valeurs indiquées par H. J. Fischbeck et R. G. wilkinson [8]* et aux valeurs que nous avons calculées à partir des résultats de M. Deutsch et D. T. Stevenson [2]. Les valeurs sont obtenues par la méthode des moindres carrés, les erreurs indiquées sont purement statistiques.

	R_3/λ_2	e/λ_2
M. Deutsch et al.	0,195 ± 0,007	— 0,046 ± 0,004
H. J. Fischbeck et al.	0,077	0,021
Présent travail	0,136 ± 0,002	— 0,009 ± 0,001

Nous voyons que nos résultats se situent entre ceux des deux autres auteurs.

Comme nous l'avons dit, dans l'introduction, on a fait des tentatives d'interpréter la transition béta considérée par l'introduction d'un nombre restreint d'éléments de matrice. On remarque toutefois [6] et [8], que cette « approximation B_{ij} modifiée » exigerait : 1. un facteur de forme constant ou présentant un minimum pour $W = \frac{1}{2} W_{\max}$ et, 2. une valeur de e/λ_2 négative.

(*) Les auteurs de la réf. 8 tirent les valeurs R_3k/λ_2 et ek/λ_2 de leurs mesures ; cela ne paraît pas conforme aux notations utilisées à la réf. [6].

En raison de la forme des déviations du spectre signalé par L. M. Langer et R. L. Robinson [3] et en raison de la pente positive de ε' signalée par les mesures récentes de H. J. Fischbeck et al. [8], on écartait la possibilité d'interpréter la transition dans les cadres de « l'approximation B_{ij} modifiée ». Nous voyons que les résultats obtenus au cours de ce travail écartent les obstacles d'une telle interprétation.

Nos résultats en font surgir toutefois d'autres. Dans « l'approximation B_{ij} modifiée » e/λ_2 s'exprime comme :

$$e/\lambda_2 = -(1/112)\,(\lambda_1/\lambda_2)\,k^{-1}$$
$$= -(1/112)\,(\lambda_1/\lambda_2)\,[V^2 + Y^2 + (W_0^2 - \lambda_1)/12]^{-1}$$

V et Y sont les rapports de combinaisons d'éléments de matrice d'ordre tensoriel zéro et un à l'élément de matrice B_{ij} [6] ; W_0 est l'énergie maximum et la transition ; λ_1 est tabulé à la référence 11.

De notre résultat expérimental on peut donc tirer — dans l'approximation B_{ij} modifiée — la valeur de $V^2 + Y^2$. On trouverait ainsi $V^2 + Y^2 = 0{,}62$, valeur qui exigerait un facteur de forme variant d'environ 25 % et présentant un minimum vers $W = 1{,}2$. Ces prévisions sont contraires aux résultats expérimentaux. (Remarquons toutefois que cet argument est fort sensible à des erreurs éventuelles dans la détermination de e/λ_2). On remarque également que la valeur expérimentale de R_3/λ_2 serait incompatible — dans les cadres de l'approximation B_{ij} modifiée — avec les résultats de F. Boehm [12] sur la corrélation bétagamma polarisé circulaire de la cascade.

En résumé, nous pouvons donc affirmer que nos mesures lèvent certains obstacles « traditionnels » devant l'applicabilité de « l'approximation B_{ij} modifiée » à la transition béta considérée. Elles en font toutefois surgir d'autres. Avant d'écarter définitivement l'applicabilité de cette approximation, il serait souhaitable de posséder certains recoupements qu'on pourrait obtenir par des mesures de corrélation bêta-gamma polarisé circulaire effectuées en fonction de l'énergie du rayon bêta.

M. le Professeur M. de Hemptinne a bien voulu nous montrer l'intérêt qu'il portait à ce travail. Nous avons largement profité des conseils de M. le Pr P. C. Macq. Nous tenons à leur exprimer nos plus vifs remerciements.

Note ajoutée sur épreuve. — Après correction pour une retrodiffusion dans le cristal, on peut tenir compte des deux points expérimentaux indiqués par une flêche à la fig. 2. On obtient ainsi :

$$R_3/\lambda_2 = 0{,}086 \pm 0{,}001 \quad \text{et} \quad e/\lambda_2 = -0{,}006 \pm 0{,}001.$$

Ce changement n'influence pas les conclusions tirées dans l'article.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Nuclear Data Sheets (National Research Council, Washington, D. C.).
[2] STEVENSON (D. T.) et DEUTSCH (M.), *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1202.
[3] ROBINSON (R. L.) et LANGER (L. M.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 481.
[4] MACQ (P. C.) et DE HEMPTINNE (M.), *Nucl. Physics*, 1956, **2**, 160.
[5] MATUMOTO et al., *Bull. Kobayasi Inst. Phys. Research*, 1955, **5**, 210.
[6] KOTANI (T.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 795.
[7] PETTERSSON (B. G.) et HOLLANDER (J. M.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1959, **3**, 426.
[8] FISCHBECK (H. J.) et WILKINSON (R. G.), *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 1762.
[9] DEUTSCH (J. P.), GRENACS (L.) et LIPNIK (P.), *J. Physique Rad*, 1961, **22**, 662.
[10] MACQ (P. C.), *Bull. Acad. Roy. Belg.*, 1955, **5**, 467.
[11] KOTANI (T.) et ROSS (M. H.), *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 622.
[12] BOEHM (F.), *Z. Physik*, 1958, **152**, 384.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 662.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA CASCADE BÉTA-GAMMA DE ^{141}Ce

par J. P. DEUTSCH (*), L. GRENACS et P. LIPNIK (*)
Centre de Physique Nucléaire, Université de Louvain, Belgique.

Résumé. — Étude de la forme du spectre et des corrélations β-γ en direction et β-γ polarisé circulaire. pour le groupe β de 432 keV de ^{141}Ce, qui constitue 70 % de l'émission. L' « approximation ξ » semble être valable pour cette transition. La polarisation circulaire, ainsi interprétée, fournit des limites pour la valeur de V/Y.

Abstract. — Spectrum-shape, beta-gamma directional and circular polarisation correlation were measured on the 70 % 432 keV beta-group of ^{141}Ce. Within errors shape was found statistical and the directional correlation zero. So « ξ-approximation » seems to be valid for this transition. The circular polarisation interpreted on this basis fournishes limits for the value of V/Y.

Introduction. — Soixante-dix pour cent de ^{141}Ce se désexcite par une séquence $(7/2-)\beta_1$ $(7/2+)\gamma$ $(5/2+)$; dans 30 % des cas l'émission béta a lieu directement vers l'état fondamental de ^{141}Pr : $(7/2-)\beta_2$ $(5/2+)$ (1). Les rayons béta du groupe « β_2 » ont fait l'objet récemment de mesures de distribution dans des noyaux de ^{141}Ce orientés [2]. On a pu déduire l'importance relative des quatre éléments de matrice qui régissent cette transition une fois interdite $\Delta J = 1$. D. D. Hoppes et al. annoncent des mesures analogues sur le groupe β_1. Cette transition une fois interdite caractérisée par $\Delta J = 0$ est régie par six éléments de matrice. Des mesures de distribution ne permettront pas — à elles seules — de déterminer ces six éléments de matrice. Il paraissait donc souhaitable d'obtenir des renseignements complémentaires sur ces éléments de matrice par des mesures de forme de spectre, de corrélation directionnelle béta-gamma et de corrélation béta-gamma polarisé circulaire.

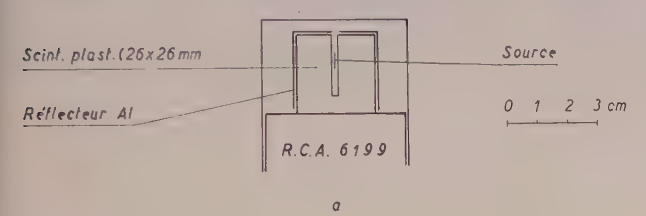
Forme de spectre. — La forme du spectre d'énergie du groupe « β_1 » a été mesurée par plusieurs chercheurs. Elle a été trouvée « statistique » à une bonne approximation [1]. Comme une déviation éventuelle à basse énergie aurait pu être masquée par une absorption dans les sources relativement épaisses utilisées, nous avons repris cette mesure par un spectromètre à cristal du type « 4π ».

Le CeO_2 fourni par le C. E. A. (Saclay) a eu une activité spécifique calculée de 0.4 mC/mg ; la source utilisée a eu une épaisseur calculée de 2 microgrammes/cm^2, son support en zapon environ 10 microgrammes/cm^2. Elle a été placée dans une entaille ménagée dans un scintillateur plastique NE 102, qui — couplé à un photomultiplicateur RCA 6199 — servait de détecteur bêta (*fig.* 1*a*). Les rayons gamma sont détectés par un cristal NaI : Tl de 3″ × 3″ couplé à un photomultiplicateur Dumont 6363. Les signaux de coïncidence « rapide » ($2\tau = 3 \times 10^{-8}$ s) attaquent un circuit de coïncidence lent avec les signaux d'un sélecteur de hauteur d'impulsions à un canal réglé sur la « raie » photoélectrique du détecteur gamma. Les signaux de coïncidence ouvrent un verrou linéaire aux signaux du détecteur bêta. Ceux-ci sont alors analysés en hauteur par un sélecteur RIDL à cent canaux.

La linéarité en énergie du système de détection bêta a été contrôlée à l'aide des raies de conver-

(*) Chercheur agréé de l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires.

sion ^{114}In ; ^{113}Sn, ^{137}Cs et ^{207}Bi, l'électronique étant réglée pour accepter les autocoïncidences du canal bêta. Nous avons d'ailleurs obtenu pour E_{max} du groupe « β_1 » la valeur de 432 ± 5 keV en bon accord avec les résultats obtenus par d'autres chercheurs.



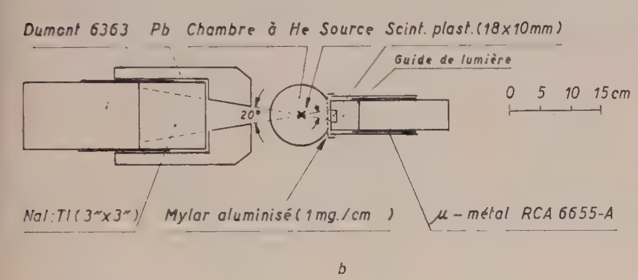


FIG. 1. — *a* : Dispositif spectrométrique de type « 4π » ; *b* : Dispositif de mesure de corrélation directionnelle bêta-gamma différentielle.

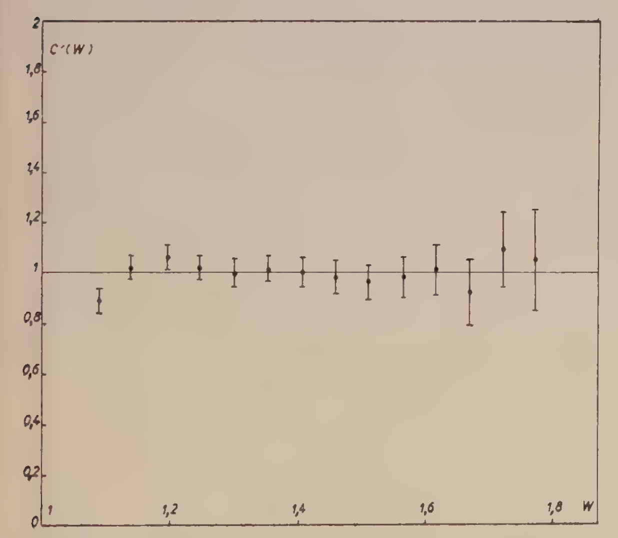


FIG. 2. — Facteur de forme $C'(W)$ du spectre bêta [3].

Les coïncidences fortuites étaient pratiquement négligeables ; on a déduit du spectre relevé les coïncidences « parasites » enregistrées en retirant la source du cristal. Cette correction était négligeable, sauf pour les premiers canaux où elle s'élevait à quelques pour cent.

Le spectre mesuré nous a permis de calculer le « facteur de forme » $C'(W)$ [3] de la transition. Il est présenté sur la figure 2.

Corrélation directionnelle bêta-gamma. — La corrélation directionnelle bêta-gamma différentielle a été mesurée à l'aide d'un dispositif classique schématisé à la figure 1*b*. La source a été entourée de He pour diminuer la diffusion et l'absorption des rayons bêta. L'électronique est pratiquement la même que celle utilisée pour le relevé des formes de spectre : ce qui nous permettait donc de mesurer la corrélation en fonction de l'énergie du rayon bêta détecté. (Le sélecteur à cent canaux était toutefois remplacé par 4 sélecteurs à un canal.)

L'épaisseur calculée de la source était de 1 mg/cm² ; le CeO_2 était déposé sur du zapon de 10 microgrammes/cm². Le détecteur mobile bêta était solidaire de la chambre à He et de la source. Après avoir détecté un nombre prédéterminé de rayons gamma, les mesures s'arrêtaient, le nombre des coïncidences rapides et des coïncidences sélectionnées en énergie s'imprimait et le détecteur bêta changeait de position. Le cycle a été complètement automatisé. L'importance des coïncidences fortuites a été déterminée chaque jour. Elle était — en moyenne — de 5,5 %.

L'efficacité de la chambre à He a été contrôlée par une mesure de spectre à l'aide de l'ensemble. L'absence d'erreurs systématiques dans une corrélation éventuelle a été contrôlée de diverses manières :

1. La corrélation directionnelle bêta-gamma

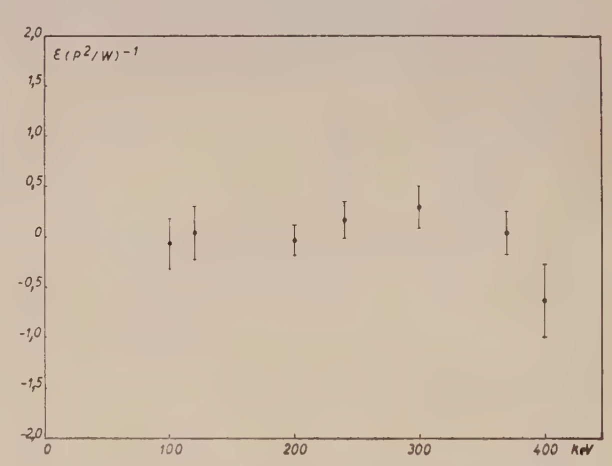


FIG. 3. — $\varepsilon(p^2/W)^{-1}$ calculé à partir de l'anisotropie trouvée dans la corrélation bêta-gamma différentielle.

est symétrique à quelques 10^{-4} près autour de l'axe du détecteur gamma ;

2. La corrélation directionnelle bêta-gamma du Rb^{86}, mesurée avec le même dispositif est en accord avec celle obtenue par d'autres chercheurs [4].

La mesure a été effectuée pour 7 valeurs différentes de l'angle formé par l'axe des deux détecteurs entre 90° et 270°. Le résultat était corrigé compte tenu de la contribution des coïncidences

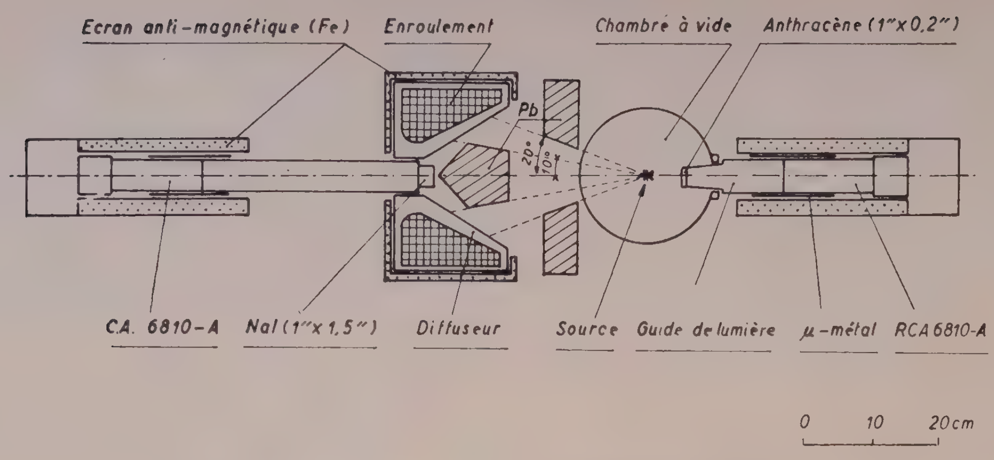


Fig. 4. — Dispositif de mesure de la corrélation bêta-gamma polarisé circulaire.

fortuites et de l'angle solide non-nul des détecteurs.

Nous avons détermné par la méthode usuelle des moindres carrés l'anisotropie à partir des taux de coïncidence pour chaque intervalle d'énergie du rayon bêta [5]. On en déduit les valeurs de $\varepsilon(p^2/W)^{-1}$ portées en graphique sur la figure 3. ε est le paramètre qui entre dans la fonction de distribution $N(\theta) = 1 + \varepsilon P_2 (\cos \theta)$; p et W sont la quantité de mouvement et l'énergie totale de l'électron exprimées en unités naturelles.

Corrélation bêta-gamma polarisé circulaire. — Le dispositif utilisé lors de cette mesure a été décrit à plusieurs reprises [6], [7]. Il a été modifié par :

1. L'adjonction d'une chambre à vide pour les rayons bêta ;
2. La construction d'un blindage magnétique amélioré autour du diffuseur.
3. L'utilisation de photomultiplicateurs à 14 étages RCA 6819A. Le schéma du dispositif ainsi amélioré est représenté à la figure 4. La source de CeO_2 était d'une épaisseur calculée de 3 mg/cm² déposée sur du zapon de 10 microgrammes/cm² à l'aide d'insuline . La bonne marche de l'installation a été contrôlée par des mesures effectuées sur ^{198}Au.

L'effet — défini comme la valeur relative de la différence des taux de comptage obtenus pour deux aimantations contraires du diffuseur — était de (0,12 ± 0,18 %). La vitesse moyenne (v/c) des électrons du spectre accepté est de 0,585. L'« analysibilité » du polarimètre a été déterminée par le calcul à partir des résultats sur ^{198}Au.

A partir de ces résultats, nous avons calculé le paramètre de polarisation ω défini par T. Kotani [3]. Nous obtenons $\omega = 0{,}12 \pm 0{,}18$.

Interprétation. — Comme il apparaît sur les figures 2 et 3, la forme du spectre de la transition considérée est « statistique » et la corrélation directionnelle bêta-gamma est nulle aux erreurs statistiques près. La ressemblance de cette transition une fois interdite avec les transitions permises indique que « l'approximation- ξ » y est bien appliquable : l'expression des diverses observables en fonction des six éléments de matrice peut être décomposée en termes d'ordres de grandeur différents et on peut ne retenir que le terme dominant [3]. Cette constatation n'est pas surprenante : le paramètre $\xi = \alpha Z/2R$ est relativement grand : 12,8, l'énergie des rayons bêta émis est par contre relativement petite : $W_{max} = 1{,}84$.

En considérant l'applicabilité de « l'approximation-ξ » comme établie par nos mesures de forme de spectre et de corrélation directionnelle, nous pouvons retenir seuls les termes dominants dans l'expression du paramètre de polarisation ω. En définissant une certaine combinaison V et Y des éléments de matrice d'ordre tensoriel zéro et un (3) on tire de nos mesures une des limites pour la valeur du rapport $x = V/Y$:

$$-0{,}14 < x < 0{,}54.$$

Deux autres valeurs mathématiquement possibles seraient :

$$x < -3{,}64 \quad \text{et} \quad 183 < x.$$

Remarquons que lors du calcul de ces valeurs nous avons supposé que la transition gamma est pratiquement Ml pure [8].

En attendant les résultats des mesures de distribution, nous n'avons pas entrepris une interprétation plus poussée qui consisterait dans le calcul des éléments de matrice même.

M. le Professeur M. de Hemptinne a bien voulu nous montrer l'intérêt qu'il portait à ce travail. Nous avons largement profité des conseils de M. le Professeur P. C. Macq. Nous tenons à leur exprimer nos plus vifs remerciements.

Remarque. — Le temps de vie du premier état excité de ^{141}Pr étant relativement long :

$$1{,}8 \times 10^{-9}\ \text{s}\ [1],$$

on ne peut pas écarter avec certitude une certaine perturbation éventuelle des corrélations mesurées. Si une atténuation reste possible, il nous paraît cependant exclu que cet effet puisse être responsable de la corrélation directionnelle pratiquement nulle que nous avons trouvée. (En supposant un moment magnétique maximum donné par les lignes de Schmidt, on y devrait avoir des champs magnétiques locaux de l'ordre de 10^6 gauss). Nos conclusions concernant l'applicabilité de « l'approximation- ξ » ne se trouvent donc pas affectées par ces considérations. Une information quantitative sur des atténuations éventuelles pourrait être obtenue par des mesures de corrélation directionnelle gamma-gamma sur Nd^{141}.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Nuclear Date Sheets (National Research Council, Washington D. C.).
[2] HOPPES (D. D.) et al., *Phys. Rev.*, Letters, 1961, **6**, 115.
[3] KOTANI (T.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 795.
[4] DEUTSCH (J. P.) et al., à paraître dans le *J. Physique Rad.*
[5] ROSE (M. E.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 610.
[6] DEUTSCH (J. P.) et LIPNIK (P.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 806.
[7] DEUTSCH (J. P.) et LIPNIK (P.), *Nucl. Physics*, 1961, **24**, 138.
[8] METZGER (R. F.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 613 A.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 665.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU SCHÉMA NUCLÉAIRE DU SAMARIUM 151

par R. CHÉRY
Faculté des Sciences, Lyon.

Résumé. — L'étude par la technique des compteurs à scintillations des rayonnements β et γ émis lors de la transition ^{151}Pm $\rightarrow$ ^{151}Sm conduit aux résultats suivants :

— La décomposition du spectre γ fait apparaître des composantes à 65, 100, 170, 205, 240, 275, 340, 440, 650 et 775 keV.

— Le spectre β est complexe avec 5 composantes d'énergie maximum 1 300, 1 115, 960, 860, 485 keV.

— L'étude des coïncidences $\beta\gamma$ et $\gamma\gamma$ conduit à situer les niveaux excités du ^{151}Sm à 65, 100, 165, 340, 440, 750 et 815 keV.

— La mesure de vie moyenne des niveaux 65 et 100 keV donne

$$\tau_{65}\ \text{keV} \leqslant 5.10^{-10}\ \text{s}.$$
$$\tau_{100}\ \text{keV} \leqslant 10^{-9}\ \text{s}.$$

— La mesure des corrélations angulaires directionnelles donne, pour les séquences suivantes :

275 — 65 keV :	$A_2 = 0{,}090 \pm 0{,}011$	$A_4 = -0{,}078 \pm 0{,}011$
240 — 100 keV :	$A_2 = 0{,}080 \pm 0{,}017$	$A_4 = 0{,}062 \pm 0{,}018$
175 — 165 keV :	$A_2 = 0{,}180 \pm 0{,}080$	$A_4 = -0{,}057 \pm 0{,}081$

En conséquence, les spins 7/2, 9/2, 9/2, 7/2, 7/2 sont proposés pour les niveaux 0,65, 100, 165, 340 keV du Samarium 151.

Abstract. — Study by scintillation counters of β and γ radiation of transition ^{151}Pm $\rightarrow$ ^{151}Sm give following results :

— The γ spectra decomposition indicates components of 65, 100, 170, 205, 240, 275, 340, 440, 650 and 715 keV.

— The β spectra is built up of five components of maxima energy 1 300, 115, 960, 860, 485 keV.

— The study of $\beta\gamma$ and $\gamma\gamma$ coincidences leads to the following results for excited levels of ^{151}Sm. 65, 100, 165, 340, 440, 750 and 815 keV.

— The lifetime of levels at 65 keV and 100 keV is

$$\tau_{65}\ \text{keV} \leqslant 5 \times 10^{-10}\ \text{s}.$$
$$\tau_{100}\ \text{keV} \leqslant 10^{-9}\ \text{s}.$$

— The angular correlation coefficients of the following sequences are :

275 — 65 keV :	$A_2 = 0.090 \pm 0.011$	$A_4 = -0.078 \pm 0.011$
240 — 100 keV :	$A_2 = 0.080 \pm 0.017$	$A_4 = 0.062 \pm 0.018$
175 — 165 keV :	$A_2 = 0.180 \pm 0.080$	$A_4 = -0.057 \pm 0.081$

Finally, for levels 0, 65, 100, 165, 340 keV of samarium 151, the spins proposed are 7/2, 9/2, 9/2, 7/2, 7/2.

A notre connaissance le spectre nucléaire du samarium 151 (27,5 heures) a été peu étudié jusqu'ici. La figure 1 indique les schémas de désintégration proposés par Rutledge Cork Burson [1] (1952) au terme d'une étude des raies de conversion interne au spectrographe magnétique et celui donné par Hans Saraf et Mandeville [2] (1955) à la suite d'une étude du spectre γ et des coïncidences (γγ) par la technique des compteurs à scintillations.

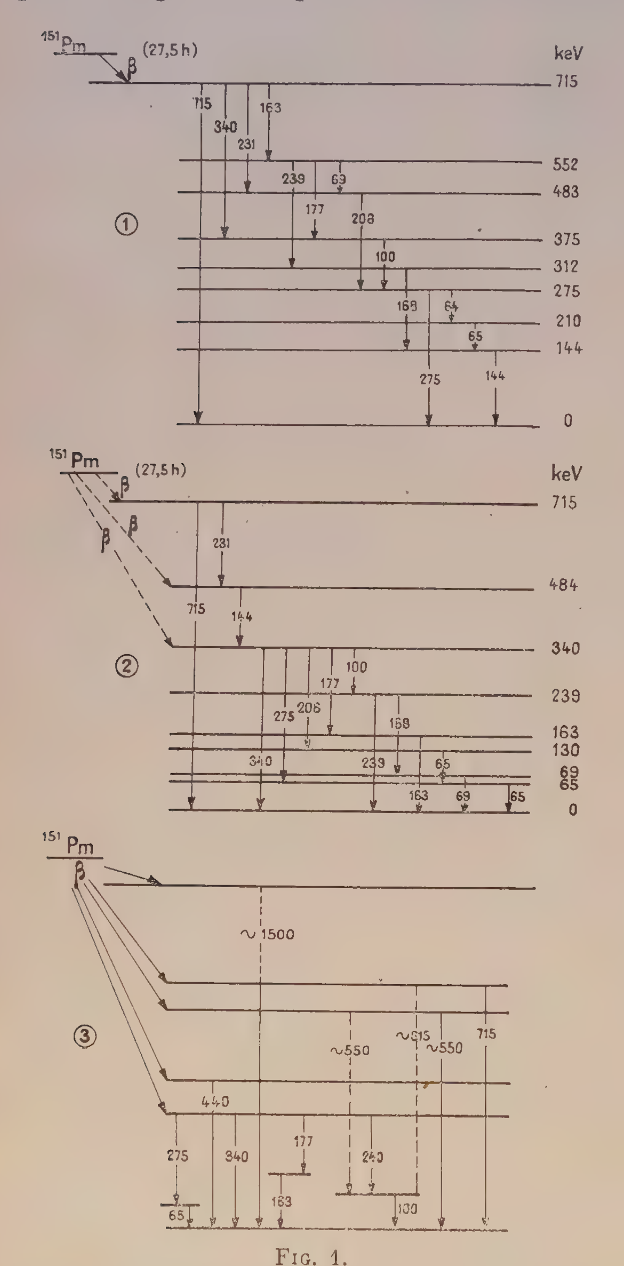


Fig. 1.

Schéma 1 : ^{151}Sm d'après Rutledge, Cork et Burson.
Schéma 2 : ^{151}Sm d'après Rutledge, Cork et Burson.
Schéma 3 : ^{151}Sm d'après Hans, Saraf et Mandeville.

Des divergences apparaissent nombreuses entre ces schémas (position des niveaux supérieurs, ordre des niveaux de 65, 100, 165 keV non établi expérimentalement, présence discutée d'un gamma de 1 500 keV). Il n'y a aucune information sur les transitions β.

Nous avons repris cette étude par la technique des compteurs à scintillations. Les sources de ^{151}Pm étaient obtenues par irradiation aux neutrons de ^{150}Nd enrichi à 95 %. Nous avons étudié les spectres γ et β directs, les coïncidences βγ, les coïncidences γγ, déterminé les $\log_{10} ft$ des transitions β, effectué les mesures de vies moyennes des niveaux de 65 et 100 keV et réalisé une étude de corrélations angulaires des séquences (γγ) pouvant aider à une attribution de spin aux niveaux excités basse énergie.

Le spectre γ direct (*fig.* 2) révèle l'existence de

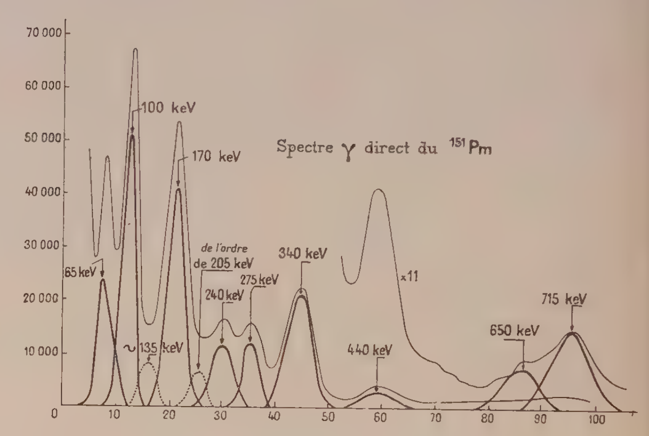


Fig. 2. — Spectre γ direct du ^{151}Pm.

transitions de 65 keV, 100 keV, 170 keV, 240 keV, 275 keV, 340 keV, 440 keV, 650 et 715 keV dont les intensités relatives sont respectivement 20-33-57-23-28-100-28-10-3. Le spectre β direct donne l'énergie maximum de la transition la plus énergique.

$$1\,270 \text{ keV} < \beta_0 < 1\,330 \text{ keV}.$$

L'étude des spectres β obtenu en coïncidences avec chacun des 8 groupes γ met en évidence 4 autres spectres β

$$1\,100 \text{ keV} < \beta_1 < 1\,165 \text{ keV}$$

$$930 \text{ keV} < \beta_2 < 980 \text{ keV}$$

$$835 \text{ keV} < \beta_3 < 880 \text{ keV}$$

$$475 \text{ keV} < \beta_4 < 500 \text{ keV}.$$

A titre d'exemple, la figure 3 montre le spectre obtenu en coïncidences avec les γ de 170 keV et 340 keV. Le tracé des graphiques de Kurie permet une détermination de l'énergie maximum du spectre à 5 % près par excès.

Finalement, nous établissons que la branche β_0 (1 300 keV) alimente l'état fondamental alors

que les branches β_1 (1 135 keV) β_2(960 keV) β_3 (860 keV) β_4 (485 keV) alimentent respectivement des niveaux à 170, 340, 440 et 815 keV.

Un programme de coïncidences ($\gamma\gamma$) permet de

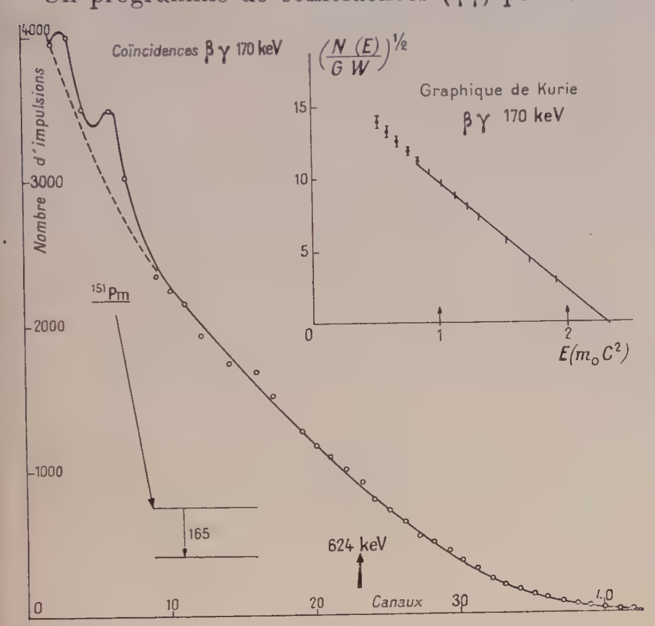


Fig. 3*a*.

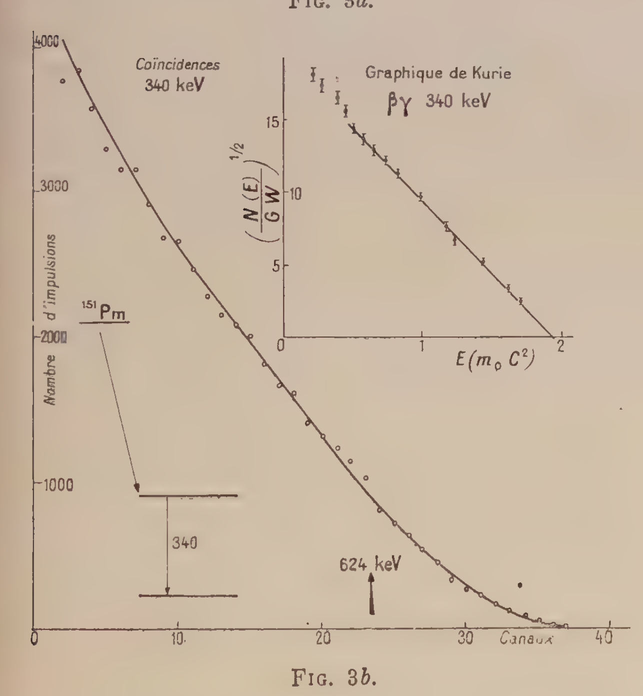


Fig. 3*b*.

placer les différentes transitions γ entre ces niveaux. A titre d'exemple, la figure 4 montre les résultats obtenus dans deux cas. La figure 5 représente le schéma nucléaire cohérent avec toutes ces données. Notons la présence de trois transitions d'énergie $\sim$ 65 keV, deux d'énergie voisine de 100 keV, deux d'énergie voisine de 170 keV (165 et 175 keV) que la technique des compteurs à scintillation ne permet pas d'étudier séparément. Nous sommes conduits à prévoir l'existence d'une transition de 35 keV et à placer les niveaux supérieurs à 750 et 815 keV.

A partir des coïncidences $\beta\gamma$ et, en l'absence d'informations plus précises, moyennant l'hypothèse simplificatrice que les coefficients de conversion interne sont petits, nous avons pu estimer les vies moyennes relatives des divers embranchements β et calculer les $\log_{10} ft$ correspondants.

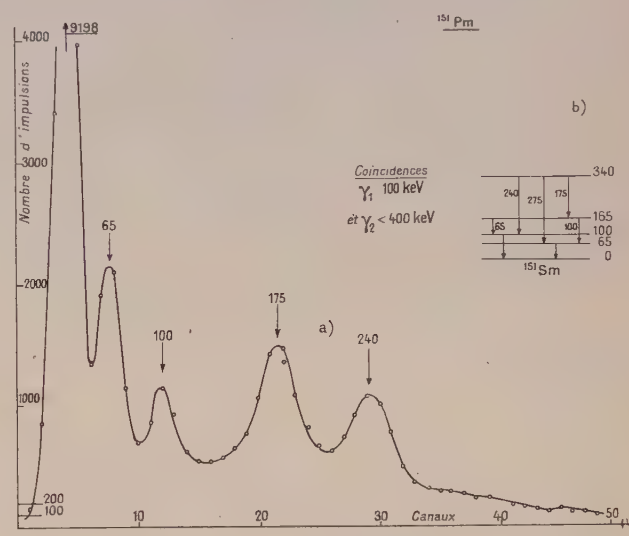


Fig. 4*a*. — Coïncidences γ_1 = 100 keV et γ_2 < 400 keV.

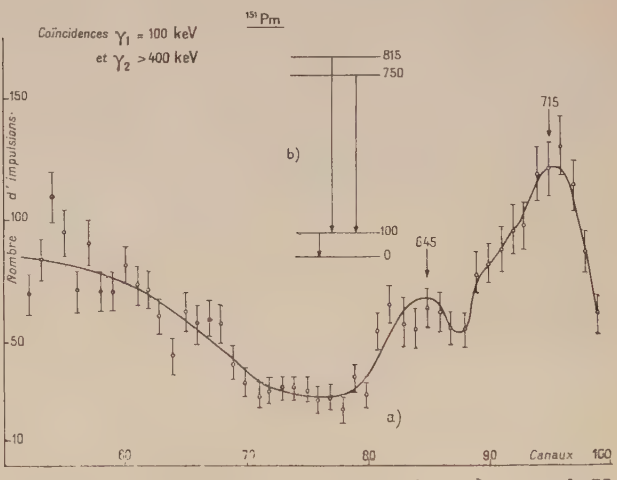


Fig. 4*b*. — Coïncidences γ_1 = 100 keV et $\gamma >_2$ 400 keV.

La mesure des vies moyennes des niveaux 65 et 100 keV obtenues à l'aide d'un convertisseur temps-amplitude en utilisant les séquences γ de 275-65 keV et 240-100 keV conduit aux résultats suivants (*fig.* 6).

$$\tau_{65\ \mathrm{keV}} \leqslant 5.10^{-10}\ \mathrm{s}.$$

$$\tau_{100\ \mathrm{keV}} \leqslant 10^{-9}\ \mathrm{s}.$$

Entre autre, ces mesures confirment l'ordre d'émission des γ et l'existence des niveaux 65 et 100 keV.

Un ensemble d'enregistrement automatique de corrélations angulaires nous a permis d'étudier les séquences 275-65 keV ; 240-100 keV ; 175-165 keV. Les résultats sont les suivants :

— 275-65 keV $W(\theta) = (1 \pm 0{,}007) + (0{,}090 \pm 0{,}011)\, P_2(\cos\theta) - (0{,}078 \pm 0{,}011)\, P_4(\cos\theta)$

$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)} = 9\ \%$$

— 240-100 keV $W(\theta) = (1 \pm 0{,}008) + (0{,}080 \pm 0{,}017)\, P_2(\cos\theta) + (0{,}062 \pm 0{,}018)\, P_4(\cos\theta)$

$A = 9\ \%$

— 175-165 keV $W(\theta) = (1 \pm 0{,}042) + (0{,}180 \pm 0{,}080)\, P_2(\cos\theta) - (0{,}057 \pm 0{,}081)\, P_4(\cos\theta)$

$A = 22\ \%.$

L'étude de la corrélation angulaire 175-165 keV a nécessité des précautions particulières du fait de la présence dans le spectre d'un gamma de 340 keV ce qui entraîne une perturbation importante liée à la probabilité non négligeable d'une absorption d'un électron Compton d'énergie $\sim$ 170 keV dans l'un des compteurs et de l'absorption en coïncidence du gamma diffusé d'environ 170 keV dans l'autre compteur, perturbation contre laquelle les fenêtres placées sur les voies lentes ne peut nous protéger.

En définitive les valeurs des $\log_{10} ft$ établissent le caractère interdit au 1er ordre $\Delta J = 0{,}1$ oui des transitions β^- en accord avec les états $5/2^+$ et $7/2^-$ des niveaux fondamentaux du ^{151}Pm et du ^{151}Sm. Elles permettent de réduire les valeurs possibles des spins des niveaux excités alimentés β à 3/2, 5/2 ou 7/2 et celle des niveaux 65 et 100 keV à 9/2 ou 11/2 compte tenu des vies moyennes mesurées.

Les résultats de corrélation angulaire de la séquence 175-165 keV conduisent à attribuer de façon unique aux niveaux 340 et 165 keV le spin 7/2 avec transition par radiation dipolaire.

De même les corrélations angulaires 275-65 keV et 240-100 keV suggèrant le spin 9/2 pour les niveaux 65 et 100 keV, les transitions étant mélangées $M_1 + E_2$.

En résumé, l'ordre des niveaux excités du samarium 151 les plus alimentés est précisé, l'existence des niveaux à 750 et 815 keV étant établie. L'étude des transitions β conduit à la détermination probable de leur nature et à rejeter l'attribution au samarium 151 du gamma de 1 500 keV (pollution due au ^{149}Pm). L'existence d'une transition de 35 keV est prédite (vérification possible par spectrographie magnétique). Nous effectuons une première attribution des spins des niveaux basse énergie (*fig.* 5).

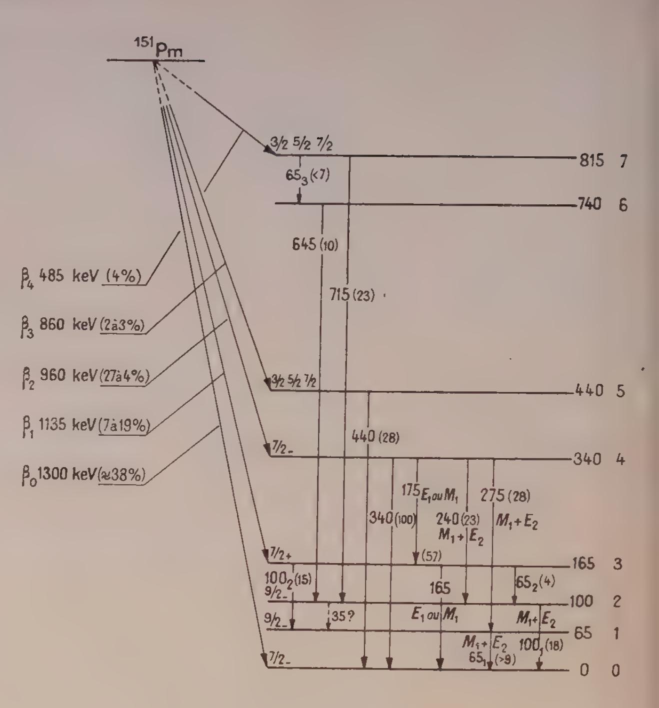


Fig. 5.

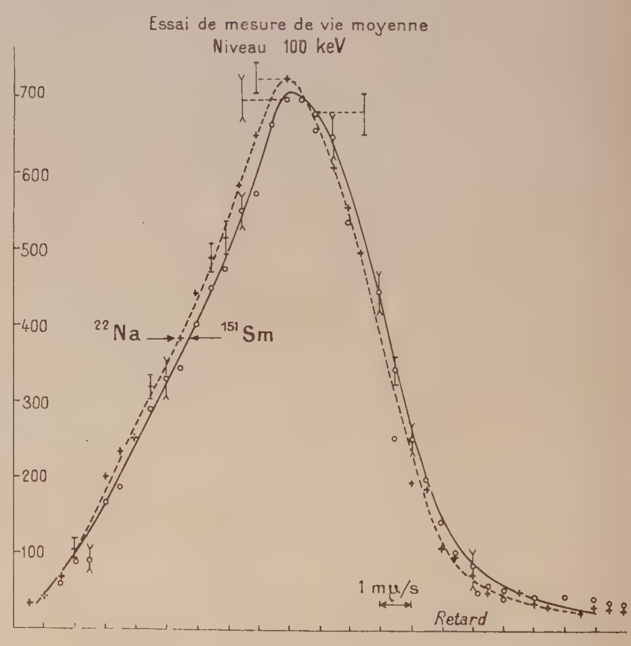


Fig. 6. — Essai de mesure de vie moyenne, niveau 100keV.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Rutledge, Cork et Burson, *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 775.

[2] Hans, Saraf et Mandeville, *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 1267.

PÉRIODES DES NIVEAUX EXCITÉS DE $^{155}_{63}$Eu

par M. VERGNES et J. JASTRZEBSKI (*)
Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire d'Orsay.

Résumé. — A l'aide d'un convertisseur temps-amplitude, nous avons mesuré la période du deuxième état excité (1,2 ns) de ^{155}Eu obtenu par la désintégration β^- de ^{155}Sm (T 1/2 = 21 m) et déterminé une valeur limite (0,4 ns) pour le premier état excité. On compare les probabilités des transitions E1 mesurées avec les prévisions théoriques du modèle de Nilsson.

Abstract. — With a time-to-amplitude converter we measured the lifetime of the second excited state (1.2 ns) of ^{155}Eu obtained by the β^- disintegration of ^{155}Sm ; we obtained a limiting value (0.4 ns) for the first excited state. We compare the measured E1 transition probabilities with the theoretical predictions of the Nilsson model.

Introduction. — Le schéma de niveaux de $^{155}_{63}$Eu, reproduit figure 1*a*, est maintenant assez bien établi [1], [2] et l'on peut considérer comme connus les spins et parités des principaux niveaux excités. D'après la mesure de leurs coefficients de conversion [1], les photons de 105 et 141 keV sont de nature E_1, pratiquement sans mélange M2. Cette détermination est en accord avec la mesure de la corrélation angulaire de la cascade 105-141 keV [2]. Les nombres quantiques asymptotiques (N, n_z,Λ) de Nilsson [3], pour les noyaux déformés, sont indiqués entre parenthèses sur la figure 1. Une analogie apparaît si l'on compare le schéma de $^{155}_{63}$Eu à celui de $^{153}_{63}$Eu, dont la figure 1*b* reproduit les principaux niveaux. Les niveaux à 105 et 246 keV de $^{155}_{63}$Eu correspondent aux niveaux à 97,5 et 103 keV de $^{153}_{63}$Eu.

Les périodes des niveaux excités de $^{153}_{63}$Eu ont déjà fait l'objet de plusieurs travaux (références dans [4]). Dans le cadre d'une étude générale des probabilités des transitions E_1 dans la région des terres rares, nous avons entrepris de mesurer les périodes des niveaux excités de $^{155}_{63}$Eu.

Préparation des sources : Les sources de $^{155}_{62}$Sm (période 22 minutes) ont été obtenues en irradiant de l'oxyde de samarium naturel spectroscopiquement pur (Johnson-Mattey) à la pile EL3 de Saclay. Chaque source, composée de 5 mg de Sm_2O_3, était irradiée une minute, à un flux d'environ 4.10^{12} n/cm²/s, grâce aux canaux pneumatiques de la pile.

Appareillage utilisé. — Étant donnée la courte période du $^{155}_{62}$Sm, la mesure des vies moyennes des niveaux excités ne pouvait pratiquement se faire qu'à l'aide d'un convertisseur temps-amplitude. Nous avons construit dans notre laboratoire [5] un convertisseur du type Green-Bell [6] : les photomultiplicateurs sont des 56 AVP dont

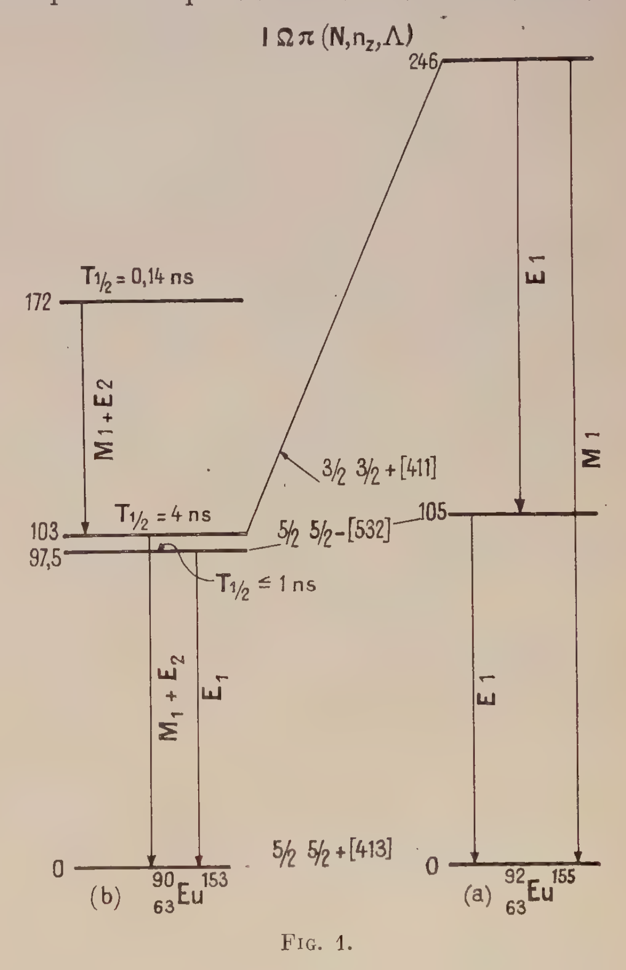


Fig. 1.

les impulsions — standardisées à 1,4 volt par des penthodes écréteuses D3A ($I \sim 23$ mA) et formées — sont envoyées, à l'aide de lignes à retard appro-

(*) De l'Institut de Recherches Nucléaires, Varsovie.

priées, sur les deux grilles d'une 6BN6. L'amplitude de l'impulsion recueillie sur la plaque est proportionnelle au décalage en temps des deux impulsions arrivant sur les grilles.

Avec des cristaux INa (Tl) et une haute tension de 2 300 volts sur les photomultiplicateurs, la courbe de coïncidence « prompte » des γ d'annihilation du ^{22}Na présente une largeur à mi-hauteur : $2\tau \sim 2{,}3.10^{-9}$ s, et, sur les pentes, le taux de comptage est divisé par deux en 3.10^{-10} s.

Le convertisseur a été étalonné en faisant varier la longueur des lignes à retard et en observant le déplacement de la courbe « prompte » (*fig.* 2).

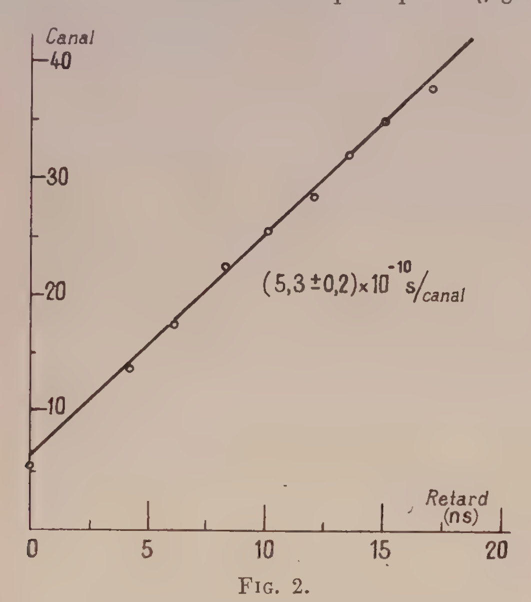


Fig. 2.

L'étalonnage a été vérifié en mesurant des périodes connues de $^{153}_{63}$Eu ($T_{1/2}$ (103) $= 4{,}3 \pm 0{,}5$ ns) et du $^{131}_{55}$Cs ($T_{1/2}$ (122) $= 4{,}1 \pm 0{,}3$ ns).

Coïncidences β-γ. — L'irradiation produit, en même temps que du $^{155}_{62}$Sm, une quantité relativement importante de $^{153}_{62}$Sm (période 47 h). Ce dernier radioélément risquant de perturber nos mesures, nous avons joué sur la différence des énergies maxima des spectres β des deux isotopes ($E_{\max}$ (153) $\sim$ 700 keV, $E_{\max}$ (155) $\sim$ 1 500 keV) pour éliminer son influence.

Les β étaient détectés par un cristal de stilbène de 5 mm d'épaisseur. Le seuil du discriminateur de la voie β étant réglé à 700 keV, le taux de comptage β décroissait avec la période du $^{155}_{62}$Sm, et ceci pendant plus de 10 périodes.

Le spectre γ en coïncidence avec ces β sélectionnés — détectés par un cristal INa (Tl) de $1{,}5 \times 1{,}5$ inch — décroissait lui aussi avec la période du $^{155}_{62}$Sm.

Période du niveau à 246 keV. — La figure 3 représente la courbe de coïncidence des β sélectionnés du $^{155}_{62}$Sm avec les γ de 246 keV. Les γ de faibles énergies étaient filtrés par 12 mm de cuivre, et la bande du sélecteur placée sur le pic correspondant au photon de 246 keV. La courbe

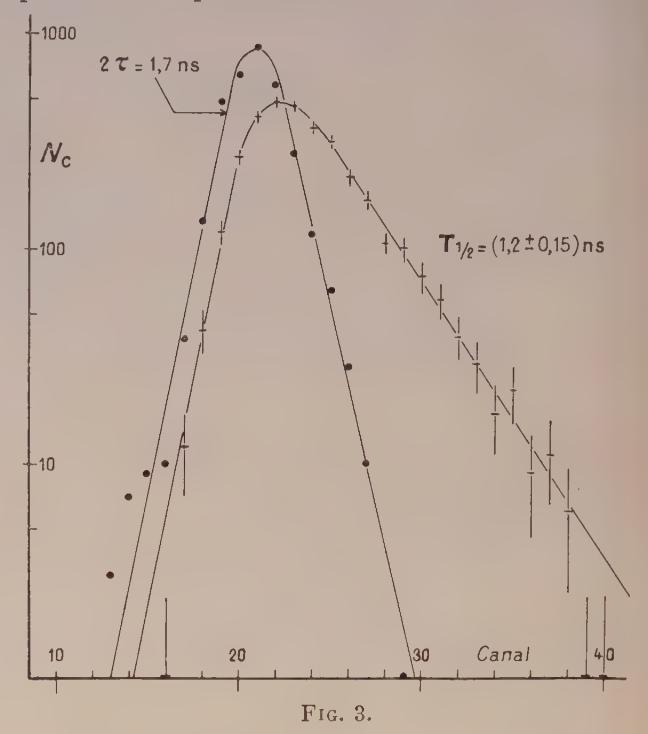


Fig. 3.

« prompte » a été obtenue avec les mêmes réglages et une source de ^{198}Au. La différence est suffisamment nette pour que la mesure de la pente fournisse directement la période : Plusieurs mesures ont été faites, donnant une valeur moyenne :

$$T_{1/2}\,(246) = 1{,}2 \pm 0{,}15.10^{-9}\ \text{s.}$$

Période du niveau à 105 keV. — La courbe de coïncidence obtenue en centrant la bande du sélecteur γ sur le pic correspondant au photon de 100 keV n'est pas différente de la courbe obtenue avec la source d'^{198}Au et les mêmes réglages. La mesure de la pente fournit une limite supérieure de 10^{-9} s pour la période.

Une mesure en coïncidence a été effectuée entre les β sélectionnés du $^{155}_{62}$Sm et les électrons de conversion K du photon de 105 keV détectés par un cristal de stilbène de 2 mm d'épaisseur, contre lequel était placée directement la source, constituée de poudre de Sm_2O_3 maintenue entre deux feuilles de LC 600. Le cristal avait été étalonné en observant l'énergie maximum du spectre β du ^{60}Co et la bande du sélecteur avait été placée sur la raie de conversion K du photon de 105 keV. La courbe de coïncidence ainsi obtenue permet seulement de donner une limite supérieure pour la période :

$$T_{1/2}\,(105) < 4.10^{-10}\ \text{s.}$$

Après quelques heures, le $^{155}_{62}$Sm ayant pratiquement disparu, nous avons baissé le seuil du discriminateur de la voie β, de façon à accepter les β du $^{153}_{62}$Sm. La courbe de coïncidence obtenue est caractéristique du niveau à 103 keV de $^{153}_{63}$Eu ($T_{1/2} = 3{,}8.10^{-9}$ s). Nous avons ainsi vérifié que la bande du sélecteur se trouvait bien placée sur la raie de conversion K du photon de 105 keV.

Discussion. — En utilisant les fonctions d'onde du modèle de Nilsson (**) [3] il est possible de calculer des valeurs théoriques pour les probabilités des transitions γ dans les noyaux déformés [4].

Mottelson et Nilsson [7] admettent que le niveau à 97,5 keV de $^{153}_{63}$Eu (niveau 5/2 (532)) correspond à une déformation nettement plus faible ($\delta \sim 0{,}16$) que le niveau fondamental et les autres niveaux excités ($\delta \sim 0{,}3$).

En admettant un comportement analogue du niveau à 105 keV dans le noyau $^{155}_{63}$Eu, nous avons calculé les probabilités de transition pour plusieurs valeurs de la déformation du niveau 5/2— (532), en prenant $\delta \sim 0{,}3$ pour le niveau fondamental et le niveau à 246 keV.

Expérimentalement on a, en utilisant un coefficient : $\alpha_k = 0{,}27$ [1] pour la transition de 105 keV :

$$\tau_\gamma\,(105) \leqslant 8.10^{-10}\text{ s.}$$

L'importance relative de la transition de 141 keV dans la désexcitation du niveau à 246 keV est assez mal connue : $I_{141}/I_{\text{totale}} = 0{,}176$ [1] ou 0,286 [2].

En utilisant la valeur $\alpha_k = 0{,}16$ [1] on a :

$$\tau_\gamma\,(141) = 1 \pm 0{,}35.10^{-8}\text{ s.}$$

Les facteurs d'interdiction $F_w = \dfrac{\tau_{\gamma\ \text{exp}}}{\tau_{\gamma\ \text{weisskopf}}}$ de ces deux transitions par rapport à la théorie de Weisskopf — qui ne tient pas compte de la déformation — sont respectivement : $F_w\,(105) \leqslant 9.10$- et $F_w\,(141) = 8.10^5$.

Les facteurs d'interdiction $F_n = \dfrac{\tau_{\gamma\ \text{exp}}}{\tau_{\gamma\ \text{Nilsson}}}$ sont donnés ci-dessous, en fonction de la déformation du niveau 5/2— (532).

$\delta_{5/2}$—	0,20	0,22	0,24	0,26	0,28	0,30
F_N (141)	125 ± 35	80 ± 23	45 ± 13	15 ± 4,5	5 ± 1,5	1,8 ± 0,5
F_N (105)	< 1,9	< 1,36	< 1,0	< 0,64	< 0,32	< 0,115

Si, contrairement à l'hypothèse de Mottelson et Nilsson, nous admettons que les trois niveaux 5/2 + (413), 5/2— (532), 3/2 + (411) ont une même déformation, nous obtenons :

δ	0,24	0,26	0,28	0,30
F_N (141)	2,6 ± 0,75	2,3 ± 0,65	2 ± 0,6	1,8 ± 0,5
F_N (105)	< 0,5	< 0,4	< 0,2	< 0,115

(**) Nous avons utilisé, pour la couche $N = 4$, les fonctions d'onde correspondant à $\mu = 0{,}55$ qui, d'après Mottelson et Nilsson [3], [7], donnent de meilleurs résultats pour les noyaux de Z impair. On a pris : $\chi = 0{,}0613$.

En prenant une déformation $\delta \sim 0{,}26 - 0{,}28$ pour les 3 niveaux, nous obtenons un accord très satisfaisant entre les résultats expérimentaux et les calculs basés sur le modèle de Nilsson.

Nous tenons à remercier ici MM. Charbonnel et Marguerite pour les facilités d'irradiation qu'ils nous ont très aimablement accordées et qui ont rendu possible ce travail.

L'un de nous (J. J.) remercie Mme Marty et M. le Professeur Teillac pour les facilités de travail qui lui ont été données dans le groupe de spectroscopie nucléaire d'Orsay, ainsi que les autorités françaises pour une bourse Louis de Broglie qui lui a été accordée pendant son séjour en France.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Schmid (L. C.) et Burson (S. B.), *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 447.
[2] Sund (R. E.), Arns (R. G.) et Wiedenbeck (M. L.), *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 776.
[3] Nilsson (S. G.), *K. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, 1955, **29**, n° 16.
[4] Vergnes (M.), *Ann. Physique*, 1960, **11**, 6.
[5] Corbe (G.) et Jastrzebski (J.), Annuaire du Laboratoire de Physique Nucléaire, 1960.
[6] Green (R. E.) et Bell (R. E.), *Nuclear Inst.*, 1958, **3**, 127.
[7] Mottelson (B. R.) et Nilsson (S. G.), *K. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Skr.*, 1959, **1**, n° 8.

TRANSITIONS DANS LES NOYAUX IMPAIR-IMPAIR ^{190}Au ET ^{192}Au

par Jerzy JASTRZEBSKI (*) et Pierrette KILCHER
Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire d'Orsay.

Résumé. — La méthode employée pour étudier le spectre des électrons de conversion des noyaux impair-impair ^{190}Au et ^{192}Au par spectrométrie β et par coïncidences β-γ est exposée. Des résultats préliminaires sont donnés pour deux transitions correspondantes de ces noyaux.

Abstract. — The method used for the study of the conversion electron spectrum for the odd-odd nuclei ^{190}Au and ^{192}Au with the aid of β spectrometers is described. Preliminary results are given for two corresponding transitions in these nuclei.

Les travaux sur les noyaux à nombre impair de protons et nombre impair de neutrons aussi bien expérimentaux que théoriques sont encore très peu nombreux.

Nous avons étudié les noyaux impair-impair $^{192}_{79}$Au et $^{190}_{79}$Au dans les désintégrations
^{192}Hg → ^{192}Au → ^{192}Pt et ^{190}Hg → ^{190}Au → ^{190}Pt
Les sources ont été obtenues par irradiation d'or avec des protons de 94 meV et 75 meV du synchrocyclotron d'Orsay et ensuite par séparation isotopique du mercure [1], [2], [3].

Les principales transitions de ^{192}Au que nous avons pu identifier avec certitude ont été signalées dans [4].

Le spectre des électrons de conversion et la désintégration de ^{192}Hg a été étudié à l'aide d'un spectromètre β Slätis Siegbahn à focalisation intermédiaire et d'un spectromètre à focalisation semi-circulaire. Le premier spectromètre était équipé d'un compteur Geiger-Müller. La fenêtre mince du compteur était en formvar (∼ 60 μg/cm²) et l'on pouvait ainsi jusqu'aux basses énergies obtenir les intensités relatives des raies bien séparées. Mais la résolution de ce spectromètre n'était pas suffisante pour permettre de déterminer les intensités des pics proches les uns des autres et les énergies précises des raies de conversion. La figure 1 montre le spectre des raies de conversion de basse énergie de ^{192}Au observé dans ces conditions.

Par contre le second appareil travaillant dans les conditions de nos mesures avec une source large avait une résolution de 0,5 %. Les électrons impressionnaient un film photographique. On pouvait ainsi à l'aide des intensités relatives des raies mesurées avec le spectromètre à focalisation intermédiaire corriger les valeurs des intensités mesurées sur le film. La figure 2 donne la valeur du facteur de correction k, rapport des intensités réelles des raies de conversion, aux intensités lues sur le film à l'aide d'un microphotomètre.

(*) De l'Institut de Recherches Nucléaires, Varsovie.

Le spectre des électrons de conversion de ^{192}Au, correspondant aux mêmes valeurs de $B\rho$, obtenu avec le spectromètre à focalisation semi-circulaire, est également indiqué sur cette figure.

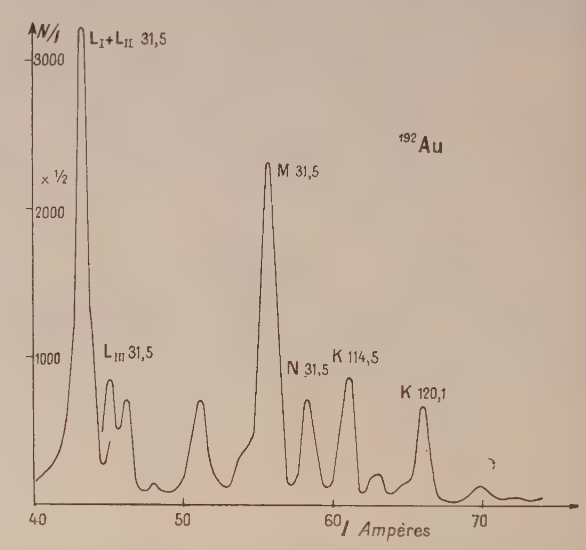


Fig. 1. — Spectre des électrons de conversion de basse énergie mesuré avec le spectromètre à focalisation intermédiaire pour ^{192}Au.

Les raies L_I, L_{II}, L_{III} du rayonnement de 31,5 keV sont ici bien détachées. Il en est de même pour M_I, M_{II}, M_{III}, N, O. Le facteur k permet d'en déduire les intensités relatives réelles.

Pour ^{190}Au nous avons étudié le spectre des électrons de conversion à l'aide du spectromètre à focalisation intermédiaire. L'intensité des sources était encore insuffisante pour que l'on puisse les utiliser dans le spectromètre à focalisation semi-circulaire. La figure 3 montre le spectre des électrons de conversion de ^{190}Au. Il existe une transition de 28,8 keV identifiée par les raies $L_I + L_{II}$, L_{III}, M, N.

On peut dégager des similitudes entre les deux

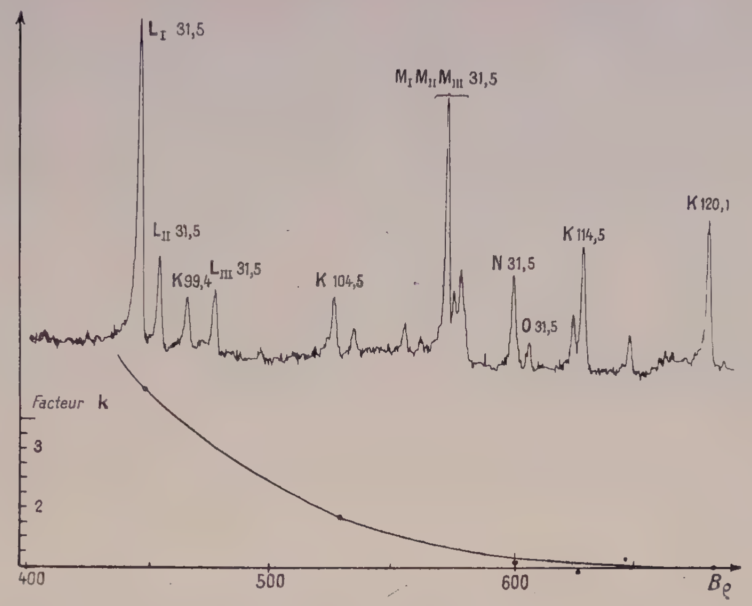


Fig. 2. — Spectre des électrons de conversion de basse énergie de ^{192}Au obtenu au spectromètre à focalisation semi-circulaire et facteur k de correction des intensités mesurées dans ce spectromètre.

isotopes 190 et 192 de l'or. Par exemple, les rapports des intensités des différentes raies de conversion de 28,8 keV de ^{190}Au et 31,5 keV de ^{192}Au sont du même ordre et sont rassemblés dans le tableau 1.

TABLEAU 1

Intensité relative des raies de conversion des rayonnements de 31,5 keV dans ^{192}Au et 28,8 keV dans ^{190}Au

	^{192}Au Spectro S. S.	^{192}Au Spectro 180°	^{190}Au Spectro S. S.
L_I	1 120 (})	900	77
L_{II}		228	
L_{III}	85	132	7
M_I		240	
M_{II}	410	32	25
M_{III}		68	
N	95	74	
O		18	
$\frac{L_I + L_{II}}{L_{III}}$	13	8,5	11
$\frac{\Sigma L}{\Sigma M}$	3	3,6	3,4

Les valeurs de $\frac{L_I + L_{II}}{L_{III}}$ et de $\frac{L}{M}$ comparées aux valeurs théoriques de Rose font prévoir une transition de nature $M1(+E2)$.

Le spectromètre S. âtis Siegbahn a été équipé pour des coïncidences β-γ. Les γ ont été détectés par un cristal d'INa (Tl), les électrons par un cristal d'anthracène. Ce dispositif permettait de commencer les mesures un temps très court après l'introduction de la source dans le spectromètre. Les

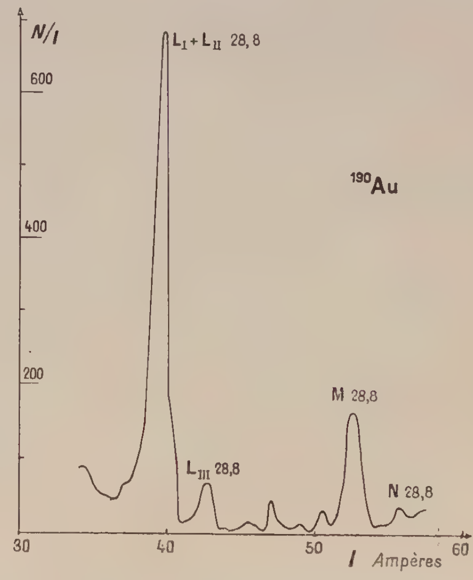


Fig. 3. — Spectre des électrons de conversion de ^{190}Au mesuré avec le spectromètre à focalisation intermédiaire.

coïncidences dans ^{192}Au ont montré que la raie de 31,5 keV est en coïncidence avec un γ de 275 keV. Dans ^{190}Au, la raie correspondante de 28,8 keV est en coïncidence avec une ou plusieurs raies d'énergie voisine de 150 keV. Les deux transitions

de 31,5 keV et de 28,8 keV diffèrent peu en énergie. Par contre il semble que la transition correspondante dans ^{190}Au à la transition de 275 keV de ^{192}Au ait une énergie beaucoup plus basse.

Nous nous proposons de continuer l'interprétation des résultats que nous avons obtenus afin de pousser plus loin la comparaison entre ces deux noyaux.

Nous sommes reconnaissants à Mme N. Marty de l'aide attentive qu'elle a su nous donner.

Nous remercions vivement M. Valadares d'avoir mise à notre disposition un de ses spectromètres β et M. P. Paris pour l'excellente mise au point de cet appareil, l'équipe du séparateur d'isotopes pour les séparations, l'équipe du synchrocyclotron pour les irradiations.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bernas (R.), Sarrouy (J. L.) et Camplan (J.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 191 A.
[2] Albouy (G.), Gusakow (M.) et Poffé (N.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 751.
[3] Jastrzebski (J.) et Kilcher (P.), *J. Physique Rad.*, 1961, **22**, 525.
[4] Jastrzebski (J.) et Kilcher (P.), *C. R. Acad. Sc.* (Séances du 10 avril 1961).

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 674.

FACTEUR DE CORRECTION DU SPECTRE β DE ^{198}Au

par M. CHABRE et P. DEPOMMIER
Laboratoire de Physique Nucléaire, Université et Centre d'Études Nucléaires de Grenoble.

Résumé. — Le facteur de correction β de ^{198}Au ($\Delta J = 0^-$) est bien représenté par la formule $C = [1 + g(W_0 - W)]^2$ avec $g = 0{,}034 \pm 0{,}004$ et $W_0 = (962 \pm 1)$ keV. Étude faite avec un spectromètre à image intermédiaire et des sources préparées par évaporation sous vide.

Abstract. — The shape factor of the main β transition in ^{198}Au is well represented by the formula $C = [1 + g(W_0 - W)]^2$ with $g = 0{,}034 \pm 0{,}004$ and $W_0 = (962 \pm 1)$ keV. This investigation was carried out with an intermediate image spectrometer (resolution : 2,5 %) and vacuum-evaporated sources.

Introduction. — La plupart des transitions β une fois interdites non uniques ont un spectre très proche de la forme permise. Cela s'explique en développant la probabilité de transition en puissances décroissantes du facteur coulombien $\xi = \alpha Z/2R$. Les termes successifs font intervenir des puissances croissantes de W et décroissent très rapidement si $\xi \gg W$, sauf dans le cas d'une compensation accidentelle d'éléments de matrices dans le terme principal ou dans le cas d'une règle de sélection particulière. Kotani [1] a calculé les corrections à l'approximation du premier ordre (approximation ξ), et mis le facteur de correction sous la forme :

$$C(W) = 1 + aW + b/W + cW^2.$$

Dans le cas d'une transition $\Delta J = 0^-$, six éléments de matrices interviennent, ce qui rend l'interprétation difficile.

Wapstra [2] a proposé une approximation utilisant des relations entre les fonctions radiales leptoniques. Il obtient un facteur de correction de la forme

$$C(W) = [1 + g(W_0 - W)]^2$$

mais en négligeant l'élément de matrice B_{ij}, ce qui est discutable. Les corrections de taille finie, dont il ne tient pas compte, sont très importantes sur certaines fonctions radiales. Nous avons constaté qu'elles ne modifient pas la forme de la relation précédente mais seulement la valeur de g. La simplification n'est qu'apparente par rapport à l'expression de Kotani, les cinq éléments de matrices se retrouvant dans le coefficient g ; mais l'ajustement aux résultats expérimentaux est plus aisé.

Mesures. — La transition 2^- 2^+ de ^{198}Au vers le niveau de 411 keV de ^{198}Hg a un log ft égal à 7,4. L'énergie maxima $W_0 = 2{,}9$ et on a $\xi = 16$. On est dans un cas où l'approximation ξ doit être satisfaisante et la plupart des résultats expérimentaux tendent à le confirmer [3], [4].

Nous avons opéré avec le même appareil et dans les mêmes conditions que pour les études de ^{32}P et ^{24}Na [5]. L'or, spectroscopiquement pur a été irradié au flux de 2.10^{13} neutrons/cm^2-s de la Pile Mélusine du C. E. N. Grenoble. Les sources ont été préparées par évaporation sous vide sur des

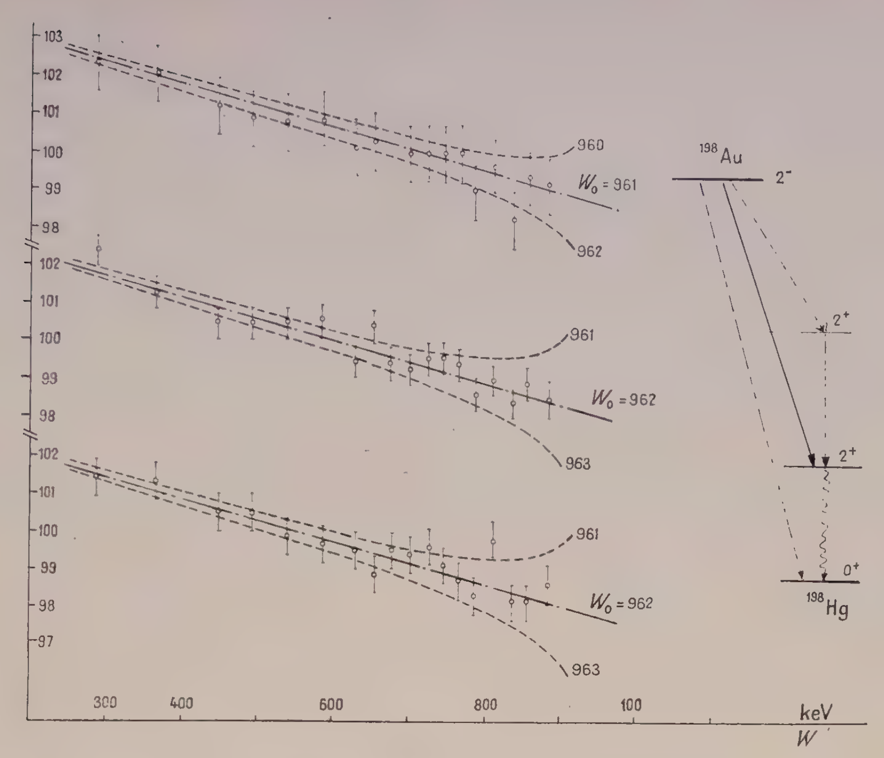


Fig. 1. — ^{198}Au : Sources par évaporation sous vide.

supports de formvar aluminisé de 100 μg/cm². Leur épaisseur était certainement inférieure à 10 μg/cm² et elles étaient tout à fait invisibles. Nous avons fait huit mesures avec quatre sources différentes, en étalonnant chaque fois sur la raie K de conversion du γ de 411 keV. Nous avons fait les corrections d'écran [6]. Les corrections de pertes de comptage sont toujours inférieures à 1 %. Les corrections de résolution finie ne dépassent pas 2 % sur le dernier point.

Nous avons représenté $\sqrt{C} = \dfrac{1}{W_0 - W} \sqrt{n/p^2F}$ en fonction de W et traité W_0 comme un paramètre arbitraire pour avoir un diagramme linéaire. On n'a pas tenu compte des points au-dessous de 300 keV à cause de la présence de ^{199}Au et aussi du faible embranchement de basse énergie dans ^{198}Au. Les valeurs trouvées pour g sont toutes comprises entre 0,031 et 0,037, correspondant à des énergies maxima W_0 = 961 ou 962 keV. Le facteur de correction dépendant fortement de la valeur choisie pour W_0, nous avons fait une mesure plus précise de l'extrémité du spectre avec une meilleure résolution : 1,1 %, en utilisant une source assez intense de 1 mm de diamètre. Cette mesure a confirmé la valeur $W_0 = 962 \pm 1$ keV et nous pensons donc pouvoir affirmer que

$$g = 0{,}034 \pm 0{,}004.$$

L'étude du spectre de ^{24}Na, faite dans les mêmes conditions, permet d'exclure d'éventuelles distorsions d'origine expérimentale [5].

Discussion. — Jusqu'en 1956, tous les auteurs concluaient à la forme permise du spectre de ^{198}Au. Porter [7] a le premier signalé des petites déviations, sans approfondir la question. Par contre, Wapstra a trouvé depuis [8] des déviations importantes : $g = 0{,}065 \pm 0{,}010$ avec

$$W_0 = (966 \pm 3) \text{ keV},$$

et plus récemment, De Vries [9] indique $g = 0{,}083 \pm 0{,}010$ avec $W_0 = (968 \pm 3)$ keV. Pour ces valeurs de l'énergie maxima, la pente de notre facteur de correction serait certainement plus proche de leur résultat, mais cela s'accompagnerait d'une forte distorsion en bout de spectre. Un résultat de Graham [10] :

$$g = 0{,}046 \pm 0{,}010 \text{ avec } W_0 = 964 \text{ keV}$$

est plus compatible avec le nôtre.

Conclusion. — La plupart des résultats sur la transition principale de ^{198}Au semblent être bien expliqués par l'approximation ξ. En particulier la faible valeur de la corrélation angulaire β-γ et sa loi de variation en $\lambda_2\, p^2/W$ [3] indiquent que les termes correctifs sont faibles. Ceci n'est pas en contradiction avec de faibles déviations du spectre par rapport à la forme permise, de l'ordre

de $1/\xi = 0{,}06$. Mais les valeurs trouvées par Wapstra et De Vries nous paraissent un peu élevées. Des conclusions quantitatives quant aux éléments de matrices paraissent encore prématurées.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Kotani (T.) et Ross (M.), *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 622. Kotani (T.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 795.
[2] Wapstra (A. H.), *Nucl. Physics*, 1958-1959, **9**, 519.
[3] Steffen (R. M.), *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 763.
[4] Deutsch (J. P.) et Lipnik (P.), *Nucl. Physics*, 1961, **24**, 138.
[5] Depommier (P.) et Chabre (M.), Communication précédente, p. 656.
[6] Fano (U.), Tables for the analysis of β spectra (N. B. S. Appl Math Series n° 13).
[7] Porter (F. T.) et al., *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 21.
[8] Wapstra (A. H.) et al , *Nucl. Physics*, 1958-1959, **9**, 538.
[9] de Vries (C.), et al., *Nucl. Physics*, 1960, **18**, 454.
[10] Graham (R. L.), Communication privée à R. Bouchez.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 676.

ÉTUDE DES SPECTRES D'ÉLECTRONS DE FAIBLE ÉNERGIE DE QUELQUES RADIOÉLÉMENTS

par M. José SANT'ANA DIONISIO
Laboratoire de l'Aimant-Permanent, C. N. R. S., Orsay (Seine-et-Oise).

On analyse les spectres des raies d'électrons de conversion interne émis au cours des transmutations :

$^{191}Hg \to {}^{191}Au \to {}^{191}Pt$, $^{192}Hg \to {}^{192}Au \to {}^{192}Pt$,

$^{195}Hg \to {}^{195}Au \to {}^{195}Pt$ et $^{193}Hg \to {}^{193}Au \to {}^{193}Pt$.

ÉTUDE DES ÉLECTRONS AUGER L CONSÉCUTIFS AU PHÉNOMÈNE D'AUTOIONISATION DU Po

par Mlle A. JUILLARD et A. MOUSSA
Faculté des Sciences et Centre d'Études Nucléaires, Grenoble.

Résumé. — Étude du groupe des électrons Auger L de réarrangement consécutifs au phénomène d'autoionisation qui accompagne la désintégration α du ^{210}Po. Les résultats expérimentaux varient entre $1{,}3 \times 10^{-3}$ et $2{,}5 \times 10^{-3}$ électrons Auger L par désintégration. Comparaison des résultats aux mesures réalisées sur les photons X-K et X-L de réarrangement et avec la valeur déduite des probabilités d'autoionisation théoriques.

Abstract. — A study was carried out of the rearrangement Auger L electrons following the autoionisation process after α disintegration of ^{210}Po. Experimental results are between $1{,}3.10^{-3}$ to 2.5×10^{-3} Auger L electrons by disintegration. These results are compared with measurements of rearrangement X-K and X-L photons and with the theoretical value.

Introduction. — Lors d'une désintégration α ou β, la brusque variation de charge du noyau, le recul du noyau et l'interaction coulombienne entre la particule émise et le cortège électronique créent une perturbation suffisante pour que l'atome résiduel puisse se trouver dans un état excité ou ionisé, après la désintégration.

Dans le cas de la désintégration α du polonium, la « probabilité d'autoionisation », qui désigne l'ensemble de ces deux processus possibles, a été calculée par divers auteurs pour les couches K et L de l'atome, moyennant certaines approximations. Le calcul effectué par Migdal [1] en négligeant le recul du noyau est trop incomplet. Levinger [2] et Grard [3] ont tenu compte de ce facteur et ont employé la même méthode des perturbations mais le développement du terme perturbateur en polynômes de Legendre a permis à Grard d'effectuer un calcul plus complet, le résultat de Levinger restant exact en première approximation. Les valeurs calculées sont rassemblées dans le tableau I.

TABLEAU I

AUTEURS	PROBABILITÉ D'AUTOIONISATION PAR PARTICULE α — COUCHE K	COUCHE L
Migdal	$12{,}5 \times 10^{-7}$	
Levinger	$0{,}49 \times 10^{-7}$	$1{,}12 \times 10^{-4}$
Grard	$1{,}7 \times 10^{-6}$	

Le polonium étant un élément lourd, il convient de tenir compte des corrections d'écran ; la probabilité d'autoionisation K indiquée par Grard est alors portée à $2{,}38 \times 10^{-6}$ par α.

Les calculs n'ont pas été repris pour la couche L mais les corrections importantes obtenues pour la couche K augmenteraient sans doute de façon appréciable la valeur établie par Levinger.

Nos mesures de spectrométrie béta ne permettant pas d'isoler le spectre d'autoionisation de l'ensemble des électrons enregistrés, nous n'avons pas cherché à vérifier sa forme théorique.

Nous avons pu cependant mettre en évidence le phénomène d'autoionisation en enregistrant les électrons Auger de réarrangement du Pb, qui suivent le processus. A cause de la faible probabilité d'autoionisation K et de la valeur élevée du rendement de fluorescence ω_K, nous n'avons pu détecter les électrons Auger K. Par contre, le groupe des électrons Auger L est plus important et permet de déduire l'importance du phénomène d'autoionisation par particule α.

Étude expérimentale. — 1. PRÉPARATION DES SOURCES. — Le spectre des électrons Auger L de réarrangement situé entre 5 et 13 keV ne peut être enregistré qu'avec des échantillons de polonium extrêmement minces et suffisamment intenses, obtenus par évaporation dans le vide sur des supports de formvar de 10 à 20 μg/cm^2 recouverts de 1 à 2 μg/cm^2 d'Al.

Nous avons tout d'abord employé la méthode du dépôt spontané du Po sur l'argent, en milieu chlorhydrique, à partir d'une solution de radium D. Si l'opération dure longtemps, l'argent noircit et au moment de l'évaporation, il se dépose sans doute une quantité non négligeable de chlorure d'argent qui épaissit la source [4]. Le chauffage entre 250 et 300 °C dans une gouttière de molybdène pendant 50 à 60 secondes suffit pour faire disparaître la coloration noire et entraîner au moins 80 % de l'activité.

Nous avons réalisé de cette manière nos échantillons les plus intenses, mais le lavage du fil d'argent avant l'évaporation doit être très minutieux pour éviter l'entraînement de RaD qui possède un spectre Auger L important. Pour essayer d'éliminer

les inconvénients signalés, nous avons appliqué la même méthode sur une solution assez concentrée de polonium pour que le dépôt soit suffisant en 30 minutes et nous avons procédé immédiatement à l'évaporation dans le vide. Le fil d'argent reste alors parfaitement brillant et la source de polonium sur formvar est invisible.

2. Mesure de l'activité des sources. — Nous avons employé un compteur Rosenblum dont l'efficacité, dans des conditions géométriques données, a été déterminée à l'aide de mesures au compteur G. M. réalisées au cours du temps sur une source de RaE qui se désintègre directement en polonium, par émission β^-, avec une période de 5,0 jours.

3. Détermination des spectres. — Le groupe des électrons Auger L du Pb se situe entre 5 et 13 keV, mais il est nécessaire d'effectuer les mesures entre 2,5 et 15 keV pour déterminer le mieux possible le « spectre supplémentaire d'électrons » de faible énergie, présent avec tous les éléments radioactifs étudiés. Le compteur GM est obturé par une fenêtre mince de formvar de 10µg/cm², soutenue par une grille de lektromesh, dont le cut-off se situe vers 1,5 keV. La partie inférieure du spectre est déterminée en appliquant une tension de postaccélération de 1 000 volts qui n'introduit aucun effet parasite. Les comptages sont corrigés de l'absorption de la fenêtre.

Le spectre enregistré avec la source n° 1, la plus intense, est représenté sur la figure. On remarque une structure assez importante qui comporte un certain nombre de similitudes avec les groupes Auger L connus des éléments lourds. La courbe en pointillés a été obtenue par extrapolation à partir des enregistrements aux très faibles énergies, qui correspondent au « spectre supplémentaire ». On peut attribuer une partie de ce spectre aux électrons δ éjectés lors des chocs des particules α avec les atomes de la source mais une forte proportion est liée à des processus de diffusion dans la matière de l'échantillon. Ceci explique l'importance du spectre supplémentaire pour la source n° 1 qui ne peut pas être qualifiée d'extrêmement mince. La source n° 3, très fine, accuse une remontée faible et permet de déterminer la surface du groupe Auger L avec beaucoup plus de précision, mais son intensité n'est pas suffisante pour séparer nettement les diverses raies.

Pour la source n° 2 qui contient du RaD, nous avons admis les résultats de J. Tousset et A. Moussa [5] pour évaluer, entre 5 et 13 keV, les contributions fournies par les électrons Auger L du Bi d'une part, et par le spectre β continu d'énergie maxima 15 keV, d'autre part. Le résultat correspondant à cette source est naturellement imprécis.

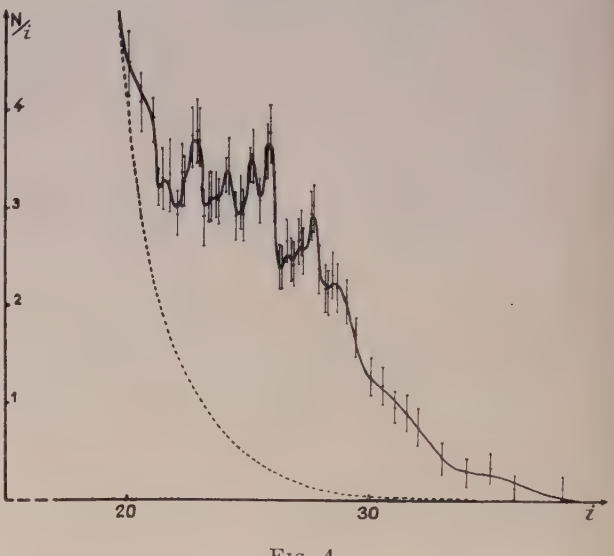


Fig. 1.

Le nombre d'électrons Auger L de réarrangement par particule α émise est déterminé à partir de la surface du groupe enregistré, compte-tenu de la transmission et de la dispersion du spectromètre. (Nous avons travaillé avec des sources de 4 mm, ce qui fournit une transmission de $8{,}8 \times 10^{-3}$).

Les résultats obtenus sont indiqués dans le tableau II.

4. Comparaison des résultats obtenus avec les mesures expérimentales de fluorescence et avec la théorie. — A côté du mode de désintégration normal du $^{210}_{84}$Po par émission de particules α de 5,3 MeV, il existe un 2ᵉ mode avec émission de particules α de 4,5 MeV suivies d'un γ de 800 keV, dans une proportion de $1{,}8 \times 10^{-5}$. En admettant des rendements de fluorescence

TABLEAU II

Source	Activité α par seconde	Caractéristiques particulières	Nombre d'électrons Auger L de réarrangement par α
n° 1	$38{,}5 \times 10^5$	traces de RaD	$2{,}5 \times 10^{-3}$
n° 2	$15{,}4 \times 10^5$	contient une quantité non négligeable de RaD	$1{,}3 \times 10^{-3}$
n° 3	$4{,}7 \times 10^5$	sans RaD	$(2{,}0 \pm 0{,}1) \times 10^{-3}$

$\omega_k = 0{,}95$ [6] et $\omega_L = 0{,}39$ [7], un coefficient de conversion du γ égal à 0,01, et un rapport de 3,8 pour le nombre des électrons de conversion K au nombre des électrons de conversion L, ce 2e mode fournit environ $1{,}7.10^{-7}$ rayon X-K par α et $1{,}7.10^{-8}$ rayons X-L par α.

En tenant compte de cette correction, les diverses mesures de rayons X-K conduisent aux valeurs moyennes suivantes pour la création des vacances K par autoionisation.

TABLEAU III

Auteurs	Probabilité d'autoionisation K par α
Barber et Helm [8] Riou [9]	$(1{,}6 \pm 0{,}5) \times 10^{-6}$
Riou [10] Pringle-Taylor-Standil [11]	$(4 \pm 1{,}4) \times 10^{-6}$

Ces résultats sont en bon accord avec la détermination théorique de Grard, en tenant compte de l'effet d'écran.

Les mesures réalisées sur les photons X-L sont indiquées dans le tableau IV.

TABLEAU IV

Auteurs	Nombre de photons X-L par α
Curie et Joliot [12]	4×10^{-4}
Rubin et Bernstein [13]	$(2{,}93 \pm 0{,}73) \times 10^{-4}$
Riou [10]	$(1{,}98 \pm 0{,}97) \times 10^{-4}$

En admettant un rendement de fluorescence $\omega_L = 0{,}39$, la valeur moyenne des résultats de Rubinson et Riou (environ $2{,}5 \times 10^{-4}$ photons X-L par α) conduit à une probabilité d'autoionisation P_L dans la couche L, nettement supérieure à la valeur théorique de Levinger

$$P_L \simeq \frac{n_{X-L}}{\omega_L} \simeq 2{,}5\; n_{X-L},$$

soit environ $6{,}2 \times 10^{-4}$ par α.

Il est d'ailleurs possible d'évaluer le nombre d'électrons Auger L correspondant :

$$n_{\text{Auger } L} = n_{X-L} \cdot \frac{1 - \omega_L}{\omega_L} \simeq 3{,}9 \times 10^{-4} \text{ par } \alpha.$$

Calculons maintenant le nombre théorique d'électrons Auger L de réarrangement. La probabilité d'autoionisation de Grard ($2{,}38 \times 10^{-6}$ vacances K par α) et la distribution des rayons X-K de Beckmann [7] fournissent $1{,}97 \times 10^{-6}$ vacances L secondaires par α, ce qui porte à $1{,}14 \times 10^{-4}$ le nombre total de vacances L par α, en admettant la valeur théorique de Levinger pour la couche L. Avec un rendement de fluorescence $\omega_L = 0{,}39$, nous obtenons $0{,}69.10^{-4}$ électrons Auger L par α.

Conclusions. — Les résultats expérimentaux enregistrés sur le spectre des électrons Auger L de réarrangement du plomb, après autoionisation du Po sont nettement supérieurs à la valeur calculée à partir des probabilités théoriques d'autoionisation de Levinger (20 à 30 fois). Cet état de chose semble confirmer les corrections établies par Grard pour la couche K et qui modifieraient de façon sensible le résultat théorique admis pour la couche L. Il est plus difficile d'expliquer l'écart avec la valeur déduite des mesures de fluorescence X-L (4×10^{-4} Auger L par α au lieu de 2×10^{-3}). Ces dernières mesures sont assez délicates, d'autre part il semble probable que l'autoionisation dans les couches extérieures est assez importante et que par conséquent l'aire du groupe d'électrons Auger L est surestimée, cependant il est impossible d'admettre que cet effet écessite une correction d'une telle importance.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Migdal (A.), *J. Phys.*, U. R. S. S., 1941, **4**, 449.
[2] Levinger (J. S.), *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 11.
[3] Grard (F.), *Thèse*, Université Libre de Bruxelles, 1958.
[4] Pascal, Nouveau traité de Chimie Minérale, 1961, XIII, 2058, Masson.
[5] Tousset (J.) et Moussa (A.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 39.
[6] Laberrigue-Frolow (Mme J.) et Radwanyi (P.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 944.
[7] Nijgh (G. J.), Wapstra (A. H.) et Van Lieshout (R.), Nuclear Spectroscopy Tables, 1959.
[8] Barber (W. C.) et Helm (R. H.), *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 275.
[9] Riou (M.), *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 244.
[10] Riou (M.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 583.
[11] Pringle (H.), Taylor (H. W.) et Standil (S.), *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 384.
[12] Curie (I.) et Joliot (F.), *J. Physique Rad.*, 1931, **2**, 20.
[13] Rubinson (W.) et Bernstein (W.), *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 545.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 680.

CORRÉLATION ANGULAIRE ENTRE RAYONNEMENTS γ-γ ET α-γ POUR QUELQUES ÉLÉMENTS DE LA FAMILLE DU PROTACTINIUM 231

par F. BRAGANÇA GIL (*) et G. Y. PETIT

Laboratoire de Physique Nucléaire, Orsay.
Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

Résumé. — Des expériences de corrélations angulaires entre rayonnements γ-γ et α-γ, semblent en faveur des transitions suivantes.

Abstract. — Angular correlation data between γ-γ and α-γ radiations seem favourable to the following transitions.

$$^{227}\text{Ac (327 keV) } 3/2 \xrightarrow[\gamma]{300\text{ keV}} {}^{227}\text{Ac (27 keV) } \begin{matrix}1/2\\ \text{ou}\\ 5/2\end{matrix} \xrightarrow[\gamma]{27\text{ keV}} {}^{227}\text{Ac } 3/2$$

$$^{219}\text{Rn } 3/2 \begin{cases} \xrightarrow[\alpha(l=2)]{6{,}544\text{ MeV}} {}^{215}\text{Po (272 keV) } 5/2 \xrightarrow[\gamma(L=2)]{272\text{ keV}} \\ \xrightarrow[\alpha]{} {}^{215}\text{Po (401 keV) } 3/2 \xrightarrow[\gamma]{401\text{ keV}} \end{cases} \rightarrow {}^{215}\text{Po } 1/2$$

$$^{211}\text{Bi } 9/2 \xrightarrow[\alpha]{6{,}272\text{ MeV}} {}^{207}\text{Tl (350 keV) } 3/2 + \xrightarrow[(M_1)]{350\text{ keV}} {}^{207}\text{Tl } 1/2 +.$$

Les expériences de corrélations angulaires γ-γ ont été réalisées avec un spectromètre γ à coïncidences, du type « rapide-lent » permettant d'étudier les coïncidences en fonction du retard, pour deux rayonnements γ d'énergie déterminée. La largeur à mi-hauteur des courbes de résolution avec des scintillateurs d'INa pour deux rayonnements γ d'annihilation est 4×10^{-9} s avec des pentes de 5×10^{-10} s. L'appareillage de corrélations angulaires α-γ comprend une diode détectrice α et un ensemble cristal d'INa, photomultiplicateur pour la détection des rayonnements γ. Le circuit de coïncidences est alors unique et son temps de résolution est $3{,}8 \times 10^{-7}$ s. [1].

La corrélation angulaire entre les rayonnements γ de 300 et de 27 keV en cascade entre les niveaux de 327 keV, 27 keV et O de l'^{227}Ac est isotrope. Étant donnée la valeur de la période de l'état intermédiaire de la cascade :

$$(4{,}2 \pm 0{,}1) \times 10^{-8} \text{ s. [1],}$$

ce résultat peut être dû à une atténuation résultant d'un couplage du moment quadrupolaire du noyau avec un champ électrique inhomogène. Nous n'avons toutefois, décelé aucune différence dans les mesures, en faisant varier le retard relatif entre les deux voies de coïncidences.

Le rayonnement γ de 27 keV a une nature dipolaire électrique [2], [3]. D'autre part, le spin de l'Ac 227 est 3/2. Le Protactinium 231 a, dans son état fondamental, un spin 3/2 — qui est le premier niveau d'une bande de rotation pour laquelle $K = 1/2$ — Le niveau de 327 keV est probablement atteint par émission α favorisée et il aurait ainsi un spin 3/2 —.

Une cascade $3/2 \xrightarrow[\gamma]{300\text{ keV}} 3/2 \xrightarrow[\gamma]{27\text{ keV}} 3/2$ donne une corrélation angulaire théorique avec une anisotropie de l'ordre de 20 %. La perturbation des corrélations angulaires due au couplage du moment quadrupolaire avec un champ électrique inhomogène, ne suffit pas à expliquer les résultats isotropes obtenus quel que soit le retard entre les deux rayonnements γ, étant donné que la source utilisée était en milieu liquide. Les résultats expérimentaux sont compatibles dans tous les cas avec un état intermédiaire de spin 1/2, et si le rayonnement de 300 keV est un mélange $M_1 + E_2$ (rapport d'intensité $\delta^2 = \dfrac{\text{I}(L=2)}{\text{I}(L=1)} = 0{,}04$), avec un état intermédiaire de spin 5/2.

En utilisant une source de ^{223}Ra (AcX) en équilibre avec ses descendants, nous avons pu obtenir au moyen de notre détecteur α à semi-conducteur, le spectre direct donné par la figure 1. Nous avons enregistré dans ces expériences le spectre des rayonnements γ en coïncidences avec les particules α

(*) Détaché du Conseil de Recherches Scientifiques d'Outre-Mer (Portugal).

(fig. 2). Les résultats des expériences de corrélations angulaires sont donnés par la figure 3.

Dans la cascade, à partir du ^{219}Rn (6,547 MeV) — γ (272 keV), nous avons calculé systématiquement les diverses fonctions de corrélations théoriques compatibles avec les points expérimentaux,

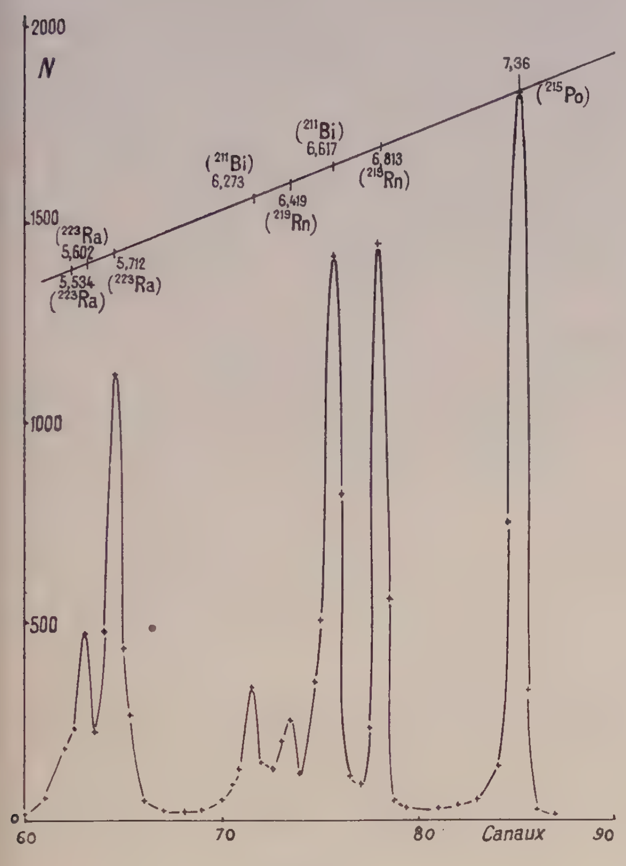


FIG. 1.

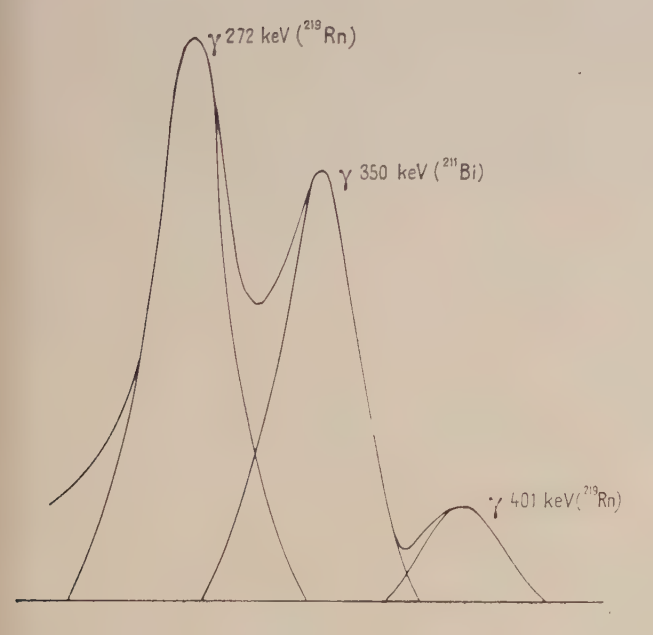


FIG. 2.

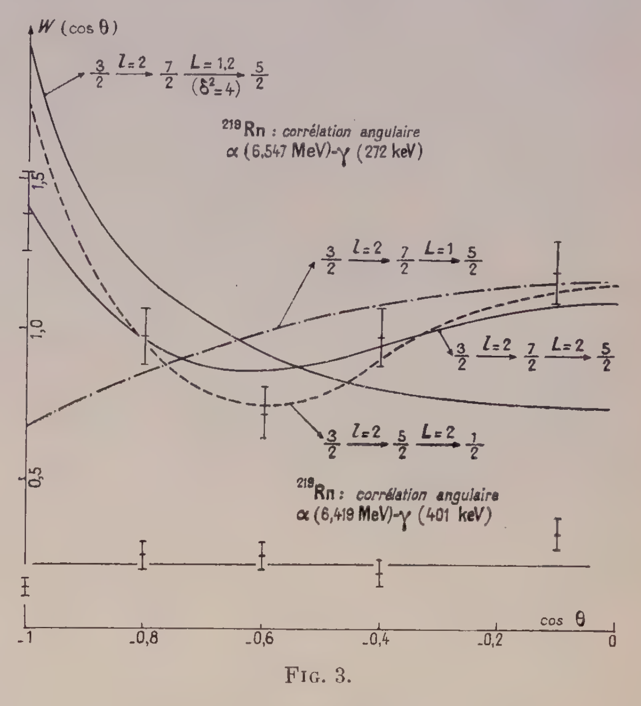


FIG. 3.

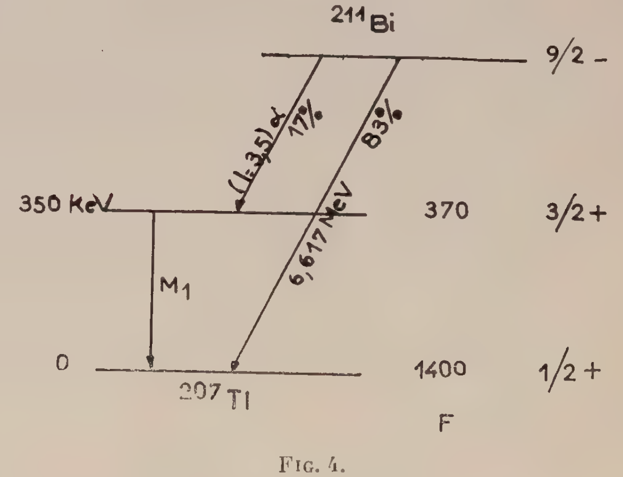


FIG. 4.

en admettant les valeurs comprises entre 0 et 4, pour le moment angulaire de la particule α. La fonction qui coïncide le mieux avec les résultats expérimentaux correspond à la cascade :

$$3/2 \xrightarrow[\alpha]{l\,=\,2} 5/2 \xrightarrow[\gamma]{L\,=\,2} 1/2.$$

Ces résultats s'accordent bien avec les prévisions de Nilsson, si l'on admet 3/2 + pour l'état fondamental du ^{219}Rn et 1/2 + pour l'état fondamental du ^{215}Po. Nous devons, toutefois, remarquer qu'il existe un niveau 3/2 — qui est très proche

du niveau 3/2 +. Toutefois, Pilger [5] a attribué une nature $E_2 + M_1$ avec $\frac{I(E_2)}{I(M_1)} = 4$ au rayonnement γ de 272 keV, mais en tenant compte de ce résultat, nous obtenons une courbe théorique éloignée des points expérimentaux (*fig.* 3).

La courbe de corrélations angulaires, à partir du ^{219}Rn α(6, 419 MeV)-γ (401 keV) est isotrope, ce qui peut s'interpréter soit par un spin 1/2 pour l'état intermédiaire, soit par un spin 3/2, la parité étant la même que celle de l'état fondamental du ^{219}Rn. La transition α est alors une transition favorisée, les facteurs d'interdiction pour les autres transitions n'étant toutefois pas très élevés.

Pour la cascade α(6,272 MeV)-γ (350 keV) de désintégration du ^{211}Bi, nous avons trouvé également une corrélation angulaire isotrope ce qui confirme les résultats précédemment trouvés [4], [6], [7]. Le schéma de désintégration du ^{211}Bi est donné par la figure 4. Gorodetzki et al. [6] ont proposé une succession inverse pour le spin des deux états du ^{207}Tl, mais il est possible d'expliquer également l'isotropie des corrélations angulaires, en admettant pour la particule α, un mélange de moments angulaires $l = 3$ (96 %) et $l = 5$ (4 %) et pour le rayonnement de 350 keV, une nature M_1. Nous sommes, bien entendu, uniquement en présence d'états de particules indépendantes.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Branganca Gil (F.), *Thèse*, Université de Paris, 1961.
[2] Teillac (J.), Riou (M.) et Desneiges (P.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1953, **237**, 41.
[3] Falk-Vairant (P.), *Thèse*, Paris, 1954.
[4] Petit (G. Y.), *Thèse*, Paris, 1959.
[5] Pilger (R.), *Thèse*, Berkeley, 1957.
[6] Gorodetzki (S.), Galmann (A.), Knipper (A. C.) et Armbruster (R.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1953, **237**, 245.
[7] Perlman (I.) et Rasmussen (J.), *Hand. Physik*, 1957, **42**.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 682.

ÉTUDE DES NIVEAUX DE ^{219}Rn ET DE SES DÉRIVÉS PAR SPECTROGRAPHIE α

par R. WALEN, V. NEDOVESSOV et Mme G. BASTIN-SCOFFIER
Laboratoire de l'Aimant-Permanent, C. N. R. S., Orsay (Seine-et-Oise).

Résumé. — La spectrographie α d'une source de ^{223}Ra(Ac X) [préparée suivant des procédés assurant un fond très faible] montre des structures fines plus complexes que celles admises jusqu'à ce jour. Les niveaux de ^{219}Rn (25 niveaux, dont 14 nouveaux dans l'intervalle 0 — 850 keV) et de ^{215}Po (9, dont 6 nouveaux) sont plus nombreux que ne permettent de l'expliquer les théories actuelles. D'autres structures fines α correspondent aux niveaux de ^{211}Pb et ^{207}Tl.

Abstract. — Magnetic α spectrography of ^{223}Ra(Ac X) sources, prepared in order to insure low background, shows fine structures which are more complex than have been accepted up till now : For ^{219}Rn, 14 new levels, 6 for ^{211}Po, 2 for ^{207}Pb and 1 for ^{222}Tl.

LA DÉSINTÉGRATION DU MÉSOTHORIUM 1. SCHÉMAS PROPOSÉS

par J. TOUSSET et A. MOUSSA
Institut de Physique Nucléaire, Lyon et Faculté des Sciences, Grenoble.

Résumé. — La découverte et l'étude de raies de conversion de basse énergie et le tracé de droites de Kurie conduisent à divers schémas entre lesquels les difficultés expérimentales ne permettent pas de choisir de façon absolue.

Abstract. — The observation of low energy conversion lines and the Kurie plot lead to several possible decay schemes. Experimental difficulties prevent a definie choice between them.

La mise en évidence de raies de conversion à basse énergie, attribuables au $MsTh_1$, repose le problème de sa désintégration, remettant en cause en particulier l'hypothèse d'un spectre bêta simple émise par G. Goetze et E. Huster [1].

Ces raies déjà signalées [2], situées à 5,5 et 6,5 keV, apparaissent nettement par comparaison des spectres du $MsTh_2$ seul et de l'ensemble $MsTh_1$ — $MsTh_2$. Une autre raie beaucoup moins intense se décèle au milieu du groupe Auger L du $MsTh_2$ à l'équilibre, aux environs de 10,2 keV. De plus, une étude en cours de croissance du $MsTh_2$ au sein de sources de $MsTh_1$ initialement pur, permet de supposer l'existence de raies à 8,5, 9,5 et 12 keV, par le décalage des sommets des pics au cours du temps. Ces raies sont confirmées par l'application de la méthode des moindres carrés aux comptages effectués pendant des expériences identiques. Cette méthode permet la reconstitution du spectre du $MsTh_1$ seul, en tenant compte de la croissance gênante des produits du dépôt actif du radon, venant du ^{226}Ra présent. La précision obtenue, par suite de la difficultés d'application dans cette région très riche en raies, est malheureusement médiocre. Le résultat global est représenté dans le tableau ci-dessous où figure l'interprétation donnée à ces différentes raies dans l'hypothèse du schéma 1 que nous verrons plus loin.

TABLEAU

ÉNERGIE EN keV	INTENSITÉ POUR 100 DÉSINTÉGRATIONS	ATTRIBUTION
—	—	—
5,5	22 (*)	$M_I\ M_{II}$ (γ : 10,3 keV — $M1$)
6,5	5 (*)	M_{III} (γ : 10,3 keV)
		L_I (γ : 26,3 keV — $M2$)
8,5	< 1	Auger L
9,5	< 1	$N_{I,II,III}$ (γ : 10,3 keV)
~ 10,2	1,5	L_{III} (γ : 26,3 keV)
		O (γ : 10,3 keV)
~ 12	< 1	M_{III} (γ : 16 keV — $E1 + M2$)
~ 22	< 1	M_{III} (γ : 26,3 keV)

(*) L'épaisseur de la source peut avoir diminué considérablement ces chiffres.

Nous avons alors entrepris une étude du spectre continu, par le tracé d'un diagramme de Kurie, en utilisant encore l'analyse de la croissance par la méthode des moindres carrés. Une vingtaine de points furent choisis sur une étendue de spectre de 7 à 60 keV, dans des régions de pente peu variable ; chaque point est compté une quarantaine de fois en cours de croissance du $MsTh_2$. Nous en tirons pour chaque point le taux de comptage relatif au $MsTh_1$ seul avec une incertitude que le

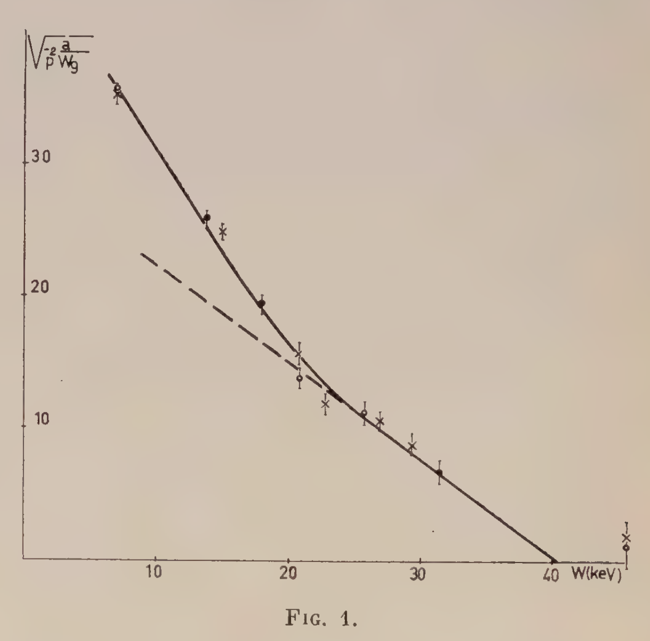


FIG. 1.

calcul fixe de 3 à 20 % suivant les cas. Le diagramme de Kurie est alors tracé en supposant, faute d'informations plus précises, que la transition est de forme permise. La courbe obtenue montre une cassure assez nette avec une montée aux basses énergies, difficilement explicable uniquement par le phénomène d'absorption due à l'épaisseur de la source. Une décomposition est tentée, qui fait apparaître deux spectres, d'énergie maxima 40 et 24 keV environ, avec des intensités

relatives de 70 et 30 %. La présence des raies de conversion intense de la transition de 58 keV du $MsTh_2$ empêche d'appliquer la méthode au-dessus d'environ 32 keV. Un point peut être pris vers 46 keV dans la « fenêtre » entre les raies *L* et *M*, mais la précision est très faible à cause de la présence du radium 226. Il est impossible, d'ailleurs, d'obtenir une décomposition correcte du diagramme de Kurie si on fait passer une droite correspondant à une énergie maxima d'environ 50 keV.

Les deux spectres bêta partiels sont séparés par une énergie de 16 keV environ, laissant supposer un gamma que n'explique pas la majorité des raies électroniques trouvées. En effet, les deux principales raies de 5,5 et 6,5 keV peuvent s'interpréter comme étant soit les raies $M_{I,II}$ et M_{III} d'un gamma de 10,3 keV, soit les raies *N* et *O* d'un gamma de 6,7 keV. Nous ne pouvons en effet les identifier comme étant les raies *L* par suite de la faiblesse du rayonnement *XL* détecté (0,04 photon *L* par désintégration d'après M. Lecoin et al. [3], moins encore d'après W. Beckmann, cité par G. Goetze et E. Huster [1]). Un gamma de 10,3 ou de 6,7 keV existerait donc en plus de celui de 16 keV éventuel. L'étude de S. Bjørnholm et al. [4], faite sur le $MsTh_2$ nous apporte un important éclaircissement. Nous pouvons en effet penser que, les niveaux fondamentaux du $MsTh_1$ et du RdTh, tous deux pair-pair, étant 0^+, les log (*ft*) des deux transitions directes successives sont sensiblement égaux, quels que soient le spin et la parité du niveau fondamental du $MsTh_2$. Or, ces auteurs n'ont décelé aucun spectre β direct à l'état fondamental du RdTh. Si nous supposons une intensité inférieure à 1 % par exemple pour ce spectre, nous sommes conduits, pour le $MsTh_1$, à une période partielle supérieure à 10^4 années, soit un branchement voisin de 10^{-4}. Nous admettons donc que le spectre bêta le plus intense et d'énergie maxima la plus élevée (40 keV) aboutit sur un niveau excité du $MsTh_2$, le retour à l'équilibre s'opérant par le gamma de 10,3 ou 6,7 keV.

Ce gamma étant certainement très converti, il est possible qu'il n'ait pas été détecté au compteur proportionnel par G. Goetze et E. Huster. Leur résultat fixant l'énergie totale maxima du spectre vers 55 keV conduit donc à préférer le gamma de 10,3 à celui de 6,7 keV. Par contre, Lee et Libby [5] trouvent une répartition d'électrons jusque vers 53 keV ; ceci implique l'existence d'une branche bêta directe plus intense que ne le laisse supposer l'estimation précédente.

Nous sommes donc amenés à construire le schéma 1 qui permet d'expliquer toutes les raies de conversion trouvées, mais auquel nous pouvons faire l'objection suivante : les raies de conversion de ces trois gamma sont trop peu intenses, leur surface totale ne représente guère que 25 à 30 % de la surface du spectre nucléaire. Nous pouvons néanmoins remarquer que ces raies de très basse énergie peuvent être très étouffées par l'épaisseur de la source, ce que nous avons bien vérifié sur certaines sources de moins bonne qualité. Quoi qu'il en soit, cette objection disparaît partiellement si le gamma de 10,3 keV est en réalité de 6,7 keV, car il peut alors posséder une importante conversion *M* qui échappe à l'observation. Il en est d'ailleurs de même dans les deux cas du gamma de 16 keV qui pourrait avoir une forte conversion dans la couche L_{III}. En vertu de cela, nous ne pouvons pas éliminer cette dernière hypothèse

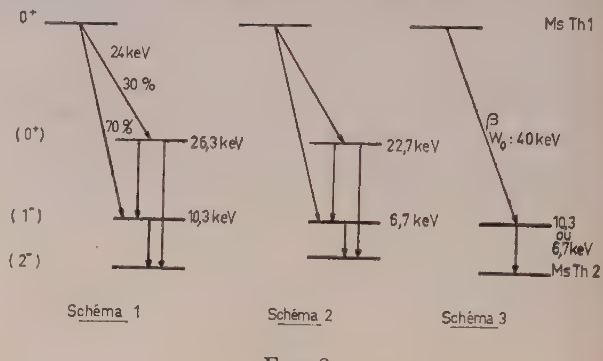


Fig. 2.

qui conduit au schéma 2, mais l'énergie maxima apparaît alors un peu faible par rapport aux résultats des précédents auteurs et l'interprétation des raies éventuelles du cross-over de 22,7 keV paraît plus délicate.

Une dernière possibilité est la présence d'un seul niveau excité de 10,3 keV ou 6,7 keV, la courbure de notre diagramme de Kurie serait due à l'épaisseur de la source. C'est le schéma 3. Mais l'objection relative à la faiblesse des raies de conversion demeure, au moins dans le cas du gamma de 10,3 keV, et dans l'autre cas, on ne peut alors expliquer certaines raies de conversion (9,5 et 10,2 keV en particulier) dont l'existence nous semble assez sûre.

La séquence de spins figurée sur les schémas est en accord avec les produits *ft* des transitions bêta du $MsTh_1$ et le spin 2^- de l'état fondamental est compatible avec les observations de Bjørnholm et al. sur le $MsTh_2$. Elle n'est cependant proposée qu'à titre d'hypothèse et on ne peut exclure la séquence ($3^-2^-1^+$), la parité négative n'est d'ailleurs avancée que par analogie avec d'autres noyaux impair-impair.

En résumé, l'état actuel de nos recherches ne permet pas de caractériser plus avant le schéma de désintégration. La difficulté d'obtenir des produits purs sur sources très minces limite nos possibilités d'étude d'un spectre complexe d'électrons de si faible énergie ; mais nous pourrions mettre quelques espoirs dans une étude en coïncidence électrons-électrons.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Goetze (G.) et Huster (E.), *Z. Naturforsch.*, 1958, **13**, n° 9, 796-797.
[2] Tousset (J.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 461.
[3] Lecoin (M.), Perey (Mlle) et Riou (M.), *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 390.
[4] Bjørnholm (S.), Nathan (O.), Nielsen (O. B.) et Sheline (R. K.), *Nuclear Physics*, 1957, **4**, 313, 324.
[5] Lee (D.) et Libby (W. F.), *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 252.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 685.

EXPOSÉ SUR LES NIVEAUX EXCITÉS O+

Par J. YOCCOZ,
Faculté des Sciences de Strasbourg.

Résumé. — *Premiers niveaux excités* O+ *dans les noyaux :*
1. Les modèles utilisés et l'énergie d'excitation correspondante.
a) les modèles de type collectif :
— modèle α ;
— modèle vibrationnel ;
b) les modèles à particules indépendantes.
2. Les résultats expérimentaux dépendant de l'élément de matrice nucléaire

$$< f \left| \sum_p r_p^2 \right| i >.$$

a) l'excitation coulombienne par électrons ;
b) la durée de vie de désintégration par paires ou conversion interne ;
c) comparaison avec la théorie.
3. Les résultats expérimentaux qui peuvent donner des renseignements supplémentaires : émission de deux photons ;
a) théorie générale de l'émission de deux photons ;
b) applications au cas de ^{16}O, ^{90}*Zr*.

Abstract. — *First* O+ *excited levels in nuclei.*
1. Models used and corresponding excitation.
a) collective type model :
— α model ;
— vibrationnal model ;
b) independent particles model.
2. Experimental results depending on the nuclear matrice element

$$< f \left| \sum_p r_p^2 \right| i >.$$

a) Coulomb excitation by electrons.
b) Half-life of disintegration by pairs or internal conversion.
c) Comparison with theory.
3. Experimental results suitable for giving further information : two-photon emission ;
a) general theory of emission of two-photons ;
b) application to ^{16}O, ^{90}Zr.

Dans cet exposé, il ne sera question que des niveaux excités O+ situés immédiatement au-dessus du niveau fondamental de même spin et parité, comme dans les noyaux doublement magiques (^{16}O, ^{40}Ca) ou simplement magiques comme ^{90}Zr. Leur intérêt réside justement dans les questions qu'ils posent à propos de la dynamique des couches fermées du modèle à particules indépendantes. Les interprétations théoriques de ces niveaux peuvent être rangées grossièrement sous les deux rubriques classiques : mouvements collectifs ou excitations d'un nombre limité de particules. Dans le modèle α, le plus ancien, le niveau O+ de ^{16}O (et de ^{12}C) est interprété comme une dilatation de la structure α, l'énergie d'excitation Δ fixant la fréquence d'oscillation, un test du modèle étant le fait de retrouver d'autres niveaux O+ avec des énergies d'excitation 2Δ, 3Δ etc. Malgré quelques succès du modèle élémentaire dans la prédiction des spins et parités des autres niveaux de ^{16}O

(Dennisson 1954), ses bases théoriques sont trop faibles pour qu'il puisse être accepté. La même idée d'oscillation de dilatation a été reprise sous d'autres formes, inspirées du traitement des autres types de mouvement collectif. Mais que l'on utilise une image hydrodynamique, que l'on traite le rayon du noyau comme un paramètre sur lequel on greffe un calcul variationnel (Griffin [5]) ou que l'on utilise n'importe quel autre artifice (Touchard [11]) le résultat est sensiblement toujours le même : cette oscillation monopolaire correspond à une énergie de 20 MeV environ pour ^{16}O, c'est-à-dire beaucoup plus grande que l'énergie du niveau qui nous intéresse, à savoir 6,06 MeV. Dans le cadre du modèle à particules indépendantes, des calculs assez complets ont été effectués par Bayman, Reiner et Sheline [1] et Talmi et Unna (1960) [10] en ce qui concerne ^{90}Zr, les éléments de matrices de l'halmiltonien correspondant aux configurations $\left(2p\frac{1}{2}\right)^2$; $2p\frac{1}{2}$, $1g\frac{9}{2}$; $\left(1g\frac{9}{2}\right)^2$ étant évalués par comparaison avec les états excités des niveaux voisins. Le niveau 0^+ de 1,75 MeV s'intègre alors d'une façon satisfaisante dans l'ensemble du spectre. Les calculs en couplage intermédiaire de Kurath (1956) [7] ne donnent pas de résultats corrects pour le niveau 7,6 MeV de ^{12}C. Le cas de ^{16}O (celui de ^{40}Ca est analogue) a été fort discuté, mais aucun calcul réellement complet n'a été publié. En se bornant aux types d'excitation les plus économiques, on peut distinguer deux genres d'excitation : les excitations d'une seule particule ($1p \to 2p$; $1s \to 2s$) et les excitations d'une paire de particules ($(1p)^2 \to (2s)^2$; $(1d)^2$). Il est d'ailleurs parfaitement possible, en pondérant convenablement ces diverses configurations, de simuler les mouvements collectifs dont nous avons parlé plus haut. (Perring et skyrme (1956) [8] ; Ferrel et Visscher (1956) [3]).

Outre l'énergie d'excitation, la seule information expérimentale dont on disposait était l'élément de matrice dit monopolaire $< \psi_f \left| \sum_1^z r_p^2 \right| \psi_i > = M$ nucléaire qui intervient dans la désintégration de ce niveau, et, si le transfert d'impulsion n'est pas trop grand, dans l'excitation coulombienne par électrons. Aucun photon transversal ne peut intervenir au premier ordre dans ces processus ; au deuxième ordre, nous n'avons que l'interaction coulombienne entre la densité de charge nucléaire et la densité de charge du champ électronique et l'émission de deux photons. L'élément de matrice M de transition des processus à électrons est proportionnel à

$$< \Phi_f(\text{noyau})\ \psi_f(\text{électron}) \left| \sum_1^z \frac{1}{|r_e - r_p|} \right| \Phi_i(\text{noyau})\ \psi_i(\text{électron}) >$$

ce qui, en introduisant la transformée de Fourier à $\frac{1}{2\pi^2}\frac{1}{q^2}$ de $\frac{1}{\rho}$ devient

$$\int \frac{d^3 q}{q^2} < \Phi_f(\text{noyau}) \left| \sum_1 e^{iqr_p} \right| \Phi_i(\text{noyau}) > < \psi_f(\text{électron})\ e^{-iqr_e}\ \psi_i(\text{électron}) >.$$

Avec $J_i = 0$, $J_f = 0$, e^{iqr_p} peut être remplacé par $j_0(qr_p)$ et si les transferts d'impulsion ne sont pas trop grands par $1 - q^2 r_p^2/6$. D'où

$$M r_p^2 - < \Phi_f(\text{noyau}) \sum_1^z r^p \div |\Phi_i(\text{noyau}) > < \psi_f(0)|\ \psi_i(0) >.$$

Tous les processus électroniques ne diffèrent alors que par les fonctions d'onde électroniques, et l'information nucléaire est toujours l'élément de matrice monopolaire. Celui-ci peut être mis sous la forme $M_{\text{nucl.}} = \rho R^2$, ρ étant sans dimensions, et R le rayon du noyau.

Les valeurs expérimentales de ρ connues sont

^{12}C	^{16}O	^{40}Ca	^{70}Ge	^{72}Ge	^{90}Zr	^{214}Po
0,5	0,42	0,15	0,09	0,11	0,056	0,17

Si l'on compare les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques calculées sur la base des modèles mentionnés plus haut, la conclusion générale est la suivante : les modèles collectifs conduisent à des valeurs trop élevées de l'élément de matrice monopolaire ; tandis qu'un modèle fondé exclusivement sur une excitation d'une paire de nucléons (Schiff 1955 [9]) à une valeur trop petite, ainsi qu'en témoigne le tableau suivant, pour ^{16}O.

Élément de matrice M nucléaire en 10^{-26} cm²

Expérimental	Modèle α	hydrodynamique	Griffin	Schiff
3,8	17	19	17	0,6

Les valeurs de Perring et Skyrme [11] et Ferrell et Visscher [9] sont déja plus près de la réalité, parce qu'impliquant un mélange des deux extrêmes. Dans ces conditions il serait peut-être intéressant d'avoir une information supplémentaire, et celle-ci peut être donnée par l'émission de deux photons.

Les éléments de la théorie générale de cette émission ont été donnés par M. Goeppert-Mayer (1931) [4] et Jacob et Eisler (1959 [6]). Adaptée au cas qui nous intéresse, cette théorie donne les résultats suivants :

1. Le spectre d'énergie des deux photons est en $\omega^3\ \omega'^3$ pour les deux cas $2E_1$ et $2M_1$; $2E_2$ est beaucoup moins probable, même si l'on tient compte du fait que l'on rencontre des états intermédiaires 2^+ d'énergie moins élevée.

2. La corrélation angulaire est en $1 + \cos^2\theta$, sauf si les transitions $2E_1$ et $2M_1$ sont du même

ordre, dans quel cas il y a un terme d'interférence en cos θ.

3. La probabilité totale de transition $W(2E_1)$ est donnée par

$$W(2E_1) = 1{,}3\ 10^6\ \Delta^5 \times D^2$$

où Δ est l'énergie disponible en MeV,

$$D = \sum_g \frac{\Delta}{E_i - E_g - \Delta/2} < f|Z|g > < g|Z|i >,$$

Z la composante suivant un axe de l'opérateur dipolaire adéquat, g désigne un état intermédiaire, i et f les états initial et final. L'élément de matrice $< f|Z|g >$ est celui qui intervient dans les réactions photonucléaires, et par conséquent les états g les plus importants se trouvent dans la résonance géante. Dans ce cas, la différence $E_i - E_g$ est beaucoup plus grande que $\hbar\omega$, $\hbar\omega'$, ce qui permet de remplacer dans le dénominateur $\hbar\omega$, $\hbar\omega'$ par une valeur moyenne Δ/2. La probabilité de transition $2M_1$ est donnée par :

$$W(2M_1) = 1{,}6\ 10^2\ \Delta^5 |M|^2$$

avec

$$M = \sum_g < f|M_z|g > < g|Mz|i > \quad \Delta/E_i - E_g - \Delta/2$$

M étant la composante du moment magnétique, en magnétons de Bohr. On voit que $W(2E_1)$ et $W(2M_1)$ varient comme Δ^7, et par conséquent on a avantage de choisir, si l'on veut mettre en évidence l'émission de deux photons, des transitions à Δ élevé, puisque les autres probabilités de désintégration varient comme $Z\Delta^5$ (paires d'électrons) et $Z^4\ \Delta^2$ (capture). Les formes données pour les éléments de matrice intervenant dans l'émission de deux photons montrent que celle-ci peut apporter des informations nucléaires nouvelles. Dans le cas de O+, l'excitation $1s \to 2s$ ne contribue pas dans le modèle élémentaire à particules indépendantes (état intermédiaire $1p$ occupé) tandis que les excitations de paires peuvent donner une contribution $\neq 0$, contrairement à ce qui se passe pour les émissions électroniques.

On peut introduire dans le calcul de D l'approximation suivante : en supposant que la résonance géante épuise pratiquement la règle de somme, et que l'on puisse négliger la largeur de cette résonance, on peut remplacer E_g par une valeur moyenne $\overline{E}_g$ et utiliser la relation de fermeture sur les états g pour obtenir

$$D = \frac{\Delta}{E_i - E_g - \Delta/2} \times \frac{1}{3} < f|(R)^2|i >$$

où

$$(R)^2 = \frac{1}{4}\left\{\sum_i^A r_i^2 + \frac{1}{3}\sum_{i\neq j} r_i r_j \tau_{zi} \tau_{zj} + \ldots\right.$$

Si l'on ne prend que le premier terme de $(R)^2$, on peut alors se ramener à l'élément de matrice monopolaire, dans quel cas les rapports $W(2E_2)/W$ (paires + capture) seraient de $2{,}7.10^{-2}$ et de $0{,}9.10^{-2}$ dans le cas de ^{16}O et de ^{40}Ca. Une déviation significative des résultats expérimentaux par rapport à ces valeurs donne une idée de l'importance de l'excitation de paires de nucléons. Les résultats théoriques pour ^{90}Zr prévoient un rapport $W(2E_1)/W$ (Paires + capture) de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5}.

En conclusion, on voit que les niveaux O+ des noyaux magiques sont loin d'être complètement compris et que l'étude de l'émission de deux photons peut apporter des informations supplémentaires fort utiles pour nous guider dans le choix des configurations susceptibles de décrire ces états.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bayman (D. F.), Reiner (A. S.), Sheline (R. K.), *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 1627.
[2] Dennisson (D. M.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 378.
[3] Ferrell (R. A.), Visscher (W. M.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 450.
[4] Goeppert Mayer (M.), *Ann. Physik*, 1931, **9**, 273.
[5] Griffin (J. J.), *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 311.
[6] Jacob (G.), Eisler (J.), *Z. Physik*, 1959, **157**, 286.
[7] Kurath (D.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 216.
[8] Perring (J. K.), Skyrme (T. H. R.), *Proc. Phys. Soc.*, 1955, A **69**, 600.
[9] Schiff (L. I.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1281.
[10] Talmi (I.), *Nucl. Physics*, 1960, **19**, 225.
[11] Touchard (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 2499.

RECHERCHE D'UNE DOUBLE DESEXCITATION γ DANS LES TRANSITIONS MONOPOLAIRES DE ^{16}O, ^{40}Ca ET ^{90}Zr

Par MM. S. GORODETZKY, G. SUTTER, R. ARMBRUSTER, P. CHEVALLIER
P. MENNRATH, F. SCHEIBLING et J. YOCCOZ,

Résumé. — Une recherche expérimentale du phénomène de double désexcitation gamma est décrite pour le cas des transitions monopolaires de ^{16}O, ^{40}Ca et ^{90}Zr. Des limites supérieures sont données : $\frac{P_{\gamma\gamma}}{P_\pi} < 6.10^{-3}$ et 7.10^{-3} respectivement pour ^{16}O et ^{40}Ca et $\frac{P_{\gamma\gamma}}{P_\pi + P_{e^-}} < 1{,}4.10^{-3}$ pour ^{90}Zr.

Abstract. — A search is made for two-photon de-excitation in monopole transitions in ^{16}O, ^{40}Ca and ^{90}Zr. Upper limits of the phenomena are given as preliminary results : $\frac{P_{\gamma\gamma}}{P_\pi} < 6.10^{-3}$ and 7×10^{-3} respectively for ^{16}O and ^{40}Ca and $\frac{P_{\gamma\gamma}}{P_\pi + P_{e^-}} < 1.4 \times 10^{-3}$ for ^{90}Zr.

L'intérêt théorique du phénomène de double désexcitation gamma pour l'interprétation des niveaux monopolaires est considérable. Il est exposé par ailleurs par J. Yoccoz.

La recherche expérimentale est rendue difficile par la faible probabilité du phénomène. Nous décrivons ci-contre les expériences préliminaires que nous avons effectuées dans le cas des transitions monopolaires du ^{90}Zr, ^{16}O et ^{40}Ca.

Transition 1,75 MeV de ^{90}Zr [1]. — Le niveau O^+, 1,75 MeV de ^{90}Zr était alimenté par radioactivité β^- à partir d'une source de ^{90}Sr. Le rapport d'embranchement relatif à ce niveau est de 2.10^{-4} [2].

Les gamma étaient détectés dans deux cristaux NaI 4″ × 4″ placés à 180° et montés en coïncidences lentes-rapides ($2\tau = 3.10^{-8}$ sec.). Les deux impulsions étaient ensuite sommées et dirigées sur un multicanaux.

Une première mesure effectuée avec une discrimination de 300 keV faisait apparaître un pic à 1,02 MeV correspondant aux gamma d'annihilation des positrons. Ce pic mesure l'intensité des paires internes émises par la source. Avec une discrimination de 540 keV on voyait plusieurs pics que nous supposons être dus à des impuretés de la source (de l'ordre de quelques 10^{-7}). Une troisième mesure faite avec une discrimination de 720 keV ne montrait plus de pic statistiquement valable.

Nous ne pouvons donc donner qu'une limite supérieure du phénomène recherché. En tenant compte des conditions expérimentales, du spectre en $E^3(E_0 - E)^3$, et de la corrélation en

$$1 + 1{,}6 \cos \theta + \cos^2\theta$$

due à l'interférence entre les processus 2 $E(1)$ et 2 $M(1)$ pour le cas du ^{90}Zr, on arrive à :

$$\frac{P_{\gamma\gamma}}{P_\pi + P_{e^-}} < 1{,}4.10^{-3} \text{ avec } \frac{P_{e^-}}{P_\pi} = 3 \ [3].$$

Depuis notre travail H. Ryde et coll. [4] ont publié une expérience identique. Ils obtiennent qualitativement les mêmes résultats que nous. Après une recherche d'impuretés restée négative, ces auteurs pensent pouvoir donner la valeur

$$\frac{P_{\gamma\gamma}}{P_\pi + P_{e^-}} = 1{,}2.10^{-3}.$$

Nous reprendrons cette expérience avec une source purifiée.

Transition 6,06 MeV de ^{16}O. — Le cas de ^{16}O a été traité théoriquement par plusieurs auteurs [5], [6], [7].

Le niveau monopolaire était obtenu par la réaction $^{19}F(p, \alpha)$ ^{16}O. Étant donné le domaine d'énergie des gamma attendus (spectre en $E^3(E_0 - E)^3$, maximum pour 3 MeV) la méthode de sommation employée pour le cas du ^{90}Zr ne pouvait s'appliquer aussi facilement. La méthode utilisée consistait à faire des coïncidences α-γ-γ, qui déclenchaient le spectre α. Ainsi le phénomène recherché devait donner un pic d'alpha correspondant au niveau 6,06 de ^{16}O.

Le circuit comprenait deux cristaux NaI 4″ × 4″ à 180° montés en coïncidences lentes-rapides avec un détecteur α constitué par une jonction Radiotechnique de 4 mm de diamètre. Pour réduire les coïncidences fortuites possibles et pour éliminer les rétrodiffusions, sur chaque canal gamma était disposée une fenêtre acceptant les gamma de 1,8 à 4,2 MeV.

Notre détecteur α ne pouvait séparer les α_π des α_1 conduisant au niveau voisin de 6,13 MeV. *A priori*, ceci ne semblait pas important. En fait, dès les premiers essais sont apparus des coïncidences vraies dues aux transitions gamma de 6,13 6,92 et 7,12 MeV de ^{16}O. La disposition expérimentale excluait les coïncidences Compton directes. Nous pensons que le phénomène de double effet Compton [8] pourrait expliquer en partie les coïncidences observées.

Nous avons alors recherché les conditions expérimentales nous permettant d'avoir un rapport α_1/α_π aussi petit que possible. C'est ainsi que la résonance 1,880 MeV a été choisie. Celle-ci a été déterminée par une courbe d'excitation faite en α_π et en α_1 respectivement sélectionnée par coïncidences avec des gamma de 511 keV et de 6 MeV. D'autre part, à cette énergie, une distribution angulaire des α_0, α_π et α_1 a montré qu'un angle de 150° était le plus favorable, compte tenu des conditions expérimentales.

Afin de pouvoir comparer notre résultat de double gamma aux paires monopolaires émises simultanément il a été fait une mesure du rapport α_0/α_π, les α_0 étant faciles à mesurer au cours de l'expérience. Nous avons trouvé $\alpha_0/\alpha_\pi = 2{,}8$. Ce résultat est en accord avec W. A. Ranken, T. W. Bonner et J. H. McCrary [9] qui trouvent pour ce rapport la valeur 3.

Ne pouvant donc distinguer les coïncidences provenant des niveaux 6,06 MeV et 6,13 MeV il nous a fallu procéder par soustraction. Une série de mesures a ainsi été faite à 1,880 MeV devant donner $\alpha_\pi + \alpha_1$ et une autre à la résonance 1,375 MeV qui est à forte prédominance α_1.

La différence normalisée n'est pas significative ; elle nous conduit à une limite supérieure du phénomène recherché :

$$P_{\gamma\gamma}/P_\pi < 6.10^{-3}.$$

Transition 3,35 MeV de ^{40}Ca. — La réaction ^{40}Ca(pp') ^{40}Ca était utilisée à une énergie de bombardement de 5,4 MeV. Cette énergie avait été choisie à la suite d'une courbe d'excitation faite en coïncidences γ-γ (0,511 MeV — 0,511 MeV) entre 5,0 et 5,5 MeV.

Comme dans le cas de ^{16}O nous avons opéré avec des coïncidences triples p-γ-γ. Les protons étaient détectés par une jonction R. C. A. (20 mm²). Des fenêtres de 1,2 à 2,15 MeV étaient placés sur les canaux gamma.

Dans le cas du ^{40}Ca le niveau monopolaire est séparé des niveaux voisins dans le spectre protons. L'évaluation du pic correspondant nous permet de normaliser les doubles gamma aux paires.

Dans le spectre proton déclenché par les coïncidences triples p-γ-γ, un pic apparaît à une énergie de protons correspondant au niveau de 3,35 MeV. Ce pic peut être dû au phénomène recherché. Mais la cible de calcium naturel contient, entre autres, 2,06 % de ^{44}Ca qui présente plusieurs niveaux au voisinage de 3,35 MeV dont la désexcitation en cascade pourrait conduire au même résultat. Ceci nous amène à donner une limite supérieure :

$$P_{\gamma\gamma}/P_\pi < 7.10^{-3}.$$

En conclusion, les limites supérieures obtenues dans le cas de ^{16}O et ^{40}Ca étant voisins des valeurs théoriques, ceci nous incite à considérer nos résultats comme préliminaires. Nous reprendrons, ainsi, ces deux expériences et, en particulier, nous utiliserons dans le cas de ^{40}Ca une cible de calcium enrichie en ^{40}Ca.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Gorodetzky (S.), Sutter (G.), Armbruster (R.), Chevallier (P.), Mennrath (P.), Scheibling (F.) et Yoccoz (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1961, **252**, 1132.

[2] Yuasa (T.), Laberrigue-Frolow (J.) et Feuvrais (L.), *J. Physique Rad.*, 1955, **17**, 4.

[3] Deutsch (M.), *Nucl. Physics*, 1957, **3**, 83.

[4] Ryde (H.), Thieberger (P.) et Alvager (T.), *Phys. Rev.*, Letters, 1961, **6**, 475.

[5] Oppenheimer (J. R.) et Schwinger (J. S.), *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 1066.

[6] Cameron (A. G. W.), *Bull. Amer. Phys. Soc.* II, 1958, **3**, 269.

[7] Dalitz (R. M.), *Proc. Roy. Soc.*, 1951, **206**, 536.

[8] Mandl (F.) et Skyrme (T. M. R.), *Proc. Roy. Soc.*, 1952, **215** A, 497.

[9] Ranken (W. A.), Bonner (T. W.) et McCrary (J. H.), *Phys. Rev.*, 1958, **107**, 1646.

ÉTATS QUASI-MOLÉCULAIRES DANS LES NOYAUX LÉGERS

Par Mlle DE LAET et M. DEMEUR,
Université Libre de Bruxelles.

Résumé. — Un modèle quasi-moléculaire est proposé pour calculer l'interaction d'origine nucléaire entre deux noyaux. Les résultats qualitatifs confirment les conclusions du modèle de McManus et Vogt. Un résultat quantitatif est recherché dans le cas $^6Li + {}^6Li$; le puits décrivant l'interaction est élargi et la barrière coulombienne est abaissée de manière sensible.

(Note à paraître aux *Compte Rendus de l'Académie des Sciences*).

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 690.

PÉRIODE DU DEUXIÈME NIVEAU EXCITÉ A 418 keV DE ^{26}Al

Par MM. S. GORODETZKY, R. RICHERT, R. MANQUENOUILLE et A. KNIPPER,
Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — Nous avons mesuré la période du niveau excité à 418 keV de ^{26}Al. La valeur trouvée est : $T_{1/2} = 1{,}23.10^{-9}$ s.

Abstract. — The half life of the second excited level at 418 keV in ^{26}Al is found to be : $T_{1/2} = 1.23 \times 10^{-9}$ s.

Mesures. — Nous avons bombardé une cible isotopique de ^{25}Mg d'une épaisseur de 200/μg/cm^2 avec des protons d'énergie $E_p = 970$ keV. Par la réaction $^{25}Mg(p\gamma)\,^{26}Al$ nous avons atteint ainsi les deux niveaux excités à 7,22 MeV et 7,19 MeV de ^{26}Al qui se désexcitent suivant le schéma de la figure 1 [1].

L'expérience a été réalisée avec notre ensemble analyseur de temps [2] les détecteurs des rayonnements γ étant des cristaux de NaI (Tl) de 1,5″ × 1,5″ associés à des photomultiplicateurs 56 AVP. Dans la voie 1 nous détectons la radiation mère à l'aide d'un canal placé sur le pic de paires à 1,10 MeV du γ de 2,12 MeV MeV aboutissant au second niveau excité qui nous intéresse. Le canal de la voie 2 était placé sur le pic photoélectrique du γ de 418 keV. Ainsi se trouvaient éliminées en grande partie les coïncidences entre les γ de 1,01 MeV et 830 keV.

La figure 2 donne la courbe des coïncidences différées dont la pente détermine la période du niveau à 418 keV. Celle-ci est égale à :

$$T_{1/2} = (1{,}23 \pm 0{,}05).10^{-9} \text{ s.}$$

La courbe de coïncidences promptes, présentée en pointillé sur la même figure, a été prise avec une source de ^{60}Co dans les mêmes conditions de réglage de l'appareillage que pour la courbe de coïncidences différées.

Discussion. — L'étude faite par Rakavy [3] sur les noyaux dans la région de $A = 8$ à $A = 28$ montre que l'on peut s'attendre pour ^{26}Al à une déformation à l'équilibre du même ordre que pour les noyaux voisins ^{25}Mg, ^{27}Mg, ^{25}Al, ^{27}Al. Si le spin de l'état fondamental peut être expliqué en considérant pour le proton et le neutron impair la même configuration en termes des nombres quantiques asymptotiques $[Nn_z\,\Lambda\Sigma] = [202 + 1/2]$ soit $J = \Omega_p + \Omega_n = 5$ [4] dans le cadre du schéma de Nilsson, le couplage (jj) en rend également compte en considérant les configurations $(d_{5/2})^{-1}$ [5], les configurations possibles au voisinage de l'état fondamental étant telles que $|j_p - j_n| \leqslant J \leqslant J_p + j_n$ [6]. La mesure de la probabilité de transition $E2$ entre le deuxième niveau excité 3^+ à 418 keV et le niveau fondamental 5^+ ne se prête pas à une interprétation aisée. De la valeur expérimentale.

$$T_{1/2} = (1{,}23 \pm 0{,}05).10^{-9} \text{ s}$$

on déduit : $B(E_2)_{exp} = 36.10^{-52}$ e^2 cm^4. Si l'on suppose, dans le cadre du schéma de Nilsson, qu'il s'agit d'une transition d'un proton analogue à celle se produisant dans ^{25}Al [7] on obtient

$$B(E2)_{th} = 16{,}8.10^{-53}\ e^2\ \text{cm}^4,$$

probabilité qui est plus faible d'un facteur 20 que en rende très imparfaitement compte. La transition a en fait un caractère plus rapide, son énergie étant en effet plus faible que celle de la transition $E2$ dans ^{25}Al. Le neutron impair pourrait être responsable d'une polarisation du cœur.

Cette transition pourrait aussi être considérée comme ayant lieu entre deux niveaux d'un multiplet donné [8]. De la valeur de la probabilité de transition réduite $B(E2\ ;3^+ \rightarrow 5^+)$ on peut déduire

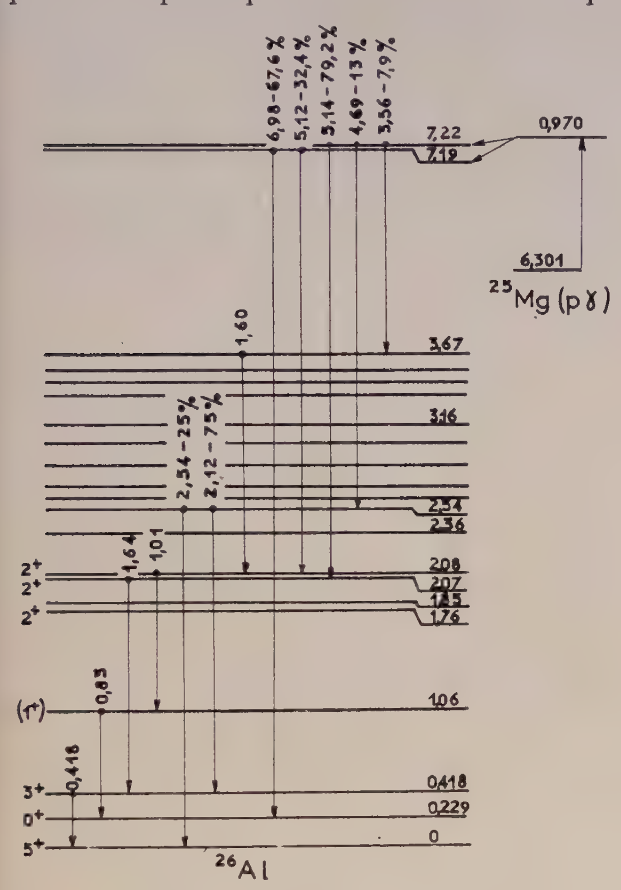


Fig. 1. — Schéma de niveaux de ^{26}Al et transitions γ obtenues dans la réaction ^{25}Mg(pγ)^{25}Al et en cible d'épaisseur 70 keV.

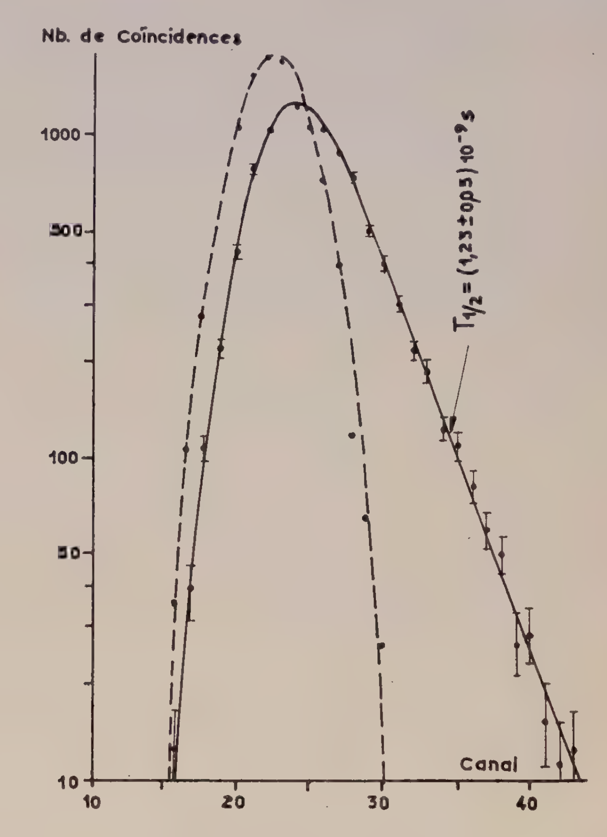


Fig. 2. — Période du 2e niveau excité à 418 keV de ^{26}Al. Largeur du canal : 4,92.10^{-10} s.

la valeur expérimentale. D'autre part, pour $R = 1{,}45\ A^{1/3}.10^{-13}$ cm, la formule de Moszkowski donne $T_{1/2} = 4{,}3.10^{-9}$ s. Comme pour ^{25}Al il semble donc bien que la probabilité de transition soit de l'ordre de grandeur de celle qui correspond à un proton individuel, et que la théorie de Nilsson le moment quadrupolaire dans l'état fondamental 5^+. Ce calcul donne $Q = \pm\ 0{,}45\ e$ barns. Cette valeur est beaucoup trop élevée par rapport à $Q(^{27}\text{Al}) = +\ 0{,}15\ e$ barns. Ce désaccord semble être, en quelque sorte, une preuve de la déformation du noyau ^{26}Al.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Nuclear Data Sheets.
[2] Gorodetzky (S.), Richert (R.), Manquenouille (R.) et Knipper (A.), *Nuclear Instr.*, 1960, **7**, 50.
[3] Rakavy (G.), *Nuclear Physics*, 1957, **4**, 373.
[4] Gallagher (C. J.) et Moszkowski (S. A.), *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 1283.
[5] Brenner (M. H.) et Bernstein (A. M.), *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 927.
[6] Groshev (L. V.) et Demidov (A. M.), *J. Nuclear Energy*, 1958, **8**, 103.
[7] Gorodetzky (S.), Richert (R.), Manquenouille (R.) et Knipper (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **251**, 944.
[8] Varshalovitch (D. A.), *Soviet Phys. JETP*, 1960, **11**, 1257.

MESURES DE VIE MOYEENNES DE NIVEAUX EXCITÉS A L'AIDE D'UN FAISCEAU DE PROTONS PULSÉ

Par JEAN-JACQUES SAMUELI, et ARMAND SARAZIN,
Institut d'Études Nucléaires d'Alger.

Résumé. — Des mesures de durée de vie d'états nucléaires excités ont été effectuées à l'aide d'un accélérateur Van de Graaff de 3 MeV dont le faisceau était pulsé. Les mesures décrites sont relatives aux niveaux de 122 keV du ^{152}Sm, 710 keV du ^{10}B et 320 keV du ^{51}V.

Abstract. — Measurements of the lifetimes of excited nuclear states have been obtained by means of a Van de Graaff 3 MeV accelerator, the beam of which was pulsed. The results given are relative to the levels of 122 keV of ^{152}Sm, 710 keV of ^{10}B and 320 keV of ^{51}V.

Introduction. — Le dispositif électrostatique de pulsation du faisceau de l'accélérateur Van de Graaff de 3 MeV de l'Université d'Alger, décrit précédemment, a été utilisé pour la détermination de durées de vies d'états nucléaires excités. Le dispositif expérimental est schématisé figure 1.

La mesure porte sur la valeur moyenne de l'intervalle de temps séparant l'arrivée sur la cible d'un groupe de protons, du départ du photon gamma de désexcitation d'un noyau. L'instant d'arrivée des protons sur la cible est déterminé, à une constante près, par un signal de chronométrage dérivé des tensions sinusoïdales appliquées aux déflecteurs. A cause du balayage en ellipse le signal de chronométrage a la même récurrence que les impulsions du faisceau. Il est envoyé sur le convertisseur temps amplitude [1], à travers un circuit porte dont le signal d'ouverture provient d'un discriminateur d'amplitude rapide [2] recevant les impulsions de la dernière dynode du photomul-

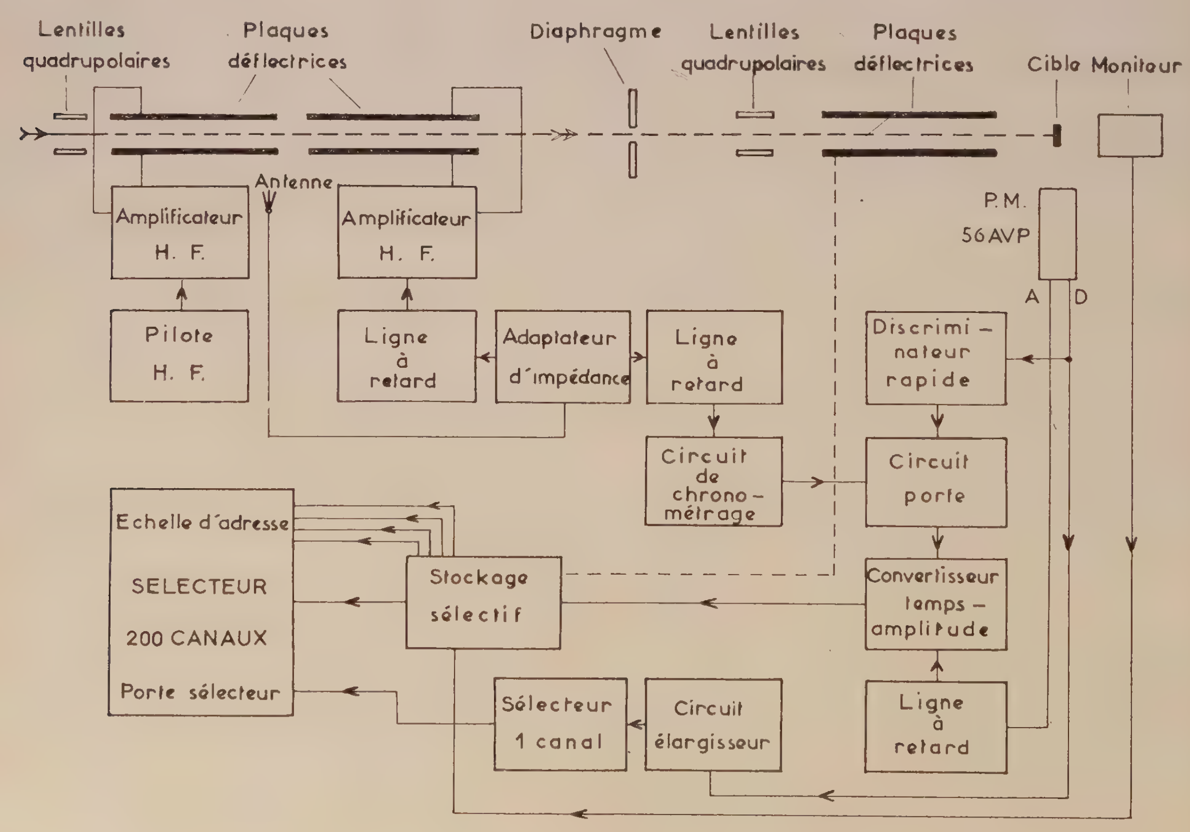


FIG. 1.

tiplicateur servant à la détection des photons de désexcitation.

Le temps d'ouverture de la porte est de 50 ns soit environ la moitié de la période de la tension de déflexion. Ce temps est suffisant pour éviter les difficultés qui pourraient être liées aux variations de retard au déclenchement du discriminateur.

Lorsqu'un gamma d'énergie supérieure au seuil fixé par le discriminateur est détecté, le signal de chronométrage correspondant fourni par le circuit porte est envoyé sur le convertisseur dont la seconde voie reçoit le signal d'anode du détecteur. De cette façon, le nombre de couples d'impulsions reçues par le convertisseur est inférieur au nombre de celles fournies par le détecteur. On élimine ainsi le bruit de fond du photomultiplicateur et les rayonnements X et on évite l'analyse par les circuits lents qui suivent le convertisseur, d'un grand nombre d'impulsions, origine de l'effet d'empilement.

Un sélecteur d'amplitude multicanaux n'enregistre les informations provenant du convertisseur qu'en présence d'un signal d'ouverture délivré par un sélecteur à un canal précédé d'un élargisseur d'impulsions [3]. Il est d'ailleurs possible de remplacer cette voie lente par un second discriminateur rapide suivi d'un circuit d'anticoïncidence, les deux discriminateurs du montage définissant la bande d'amplitude choisie.

Tests de résolution. — Nous avons tracé les courbes de résolution totale (liée aux caractéristiques des systèmes de pulsation et de détection) pour diverses énergies de rayonnements, à l'aide des niveaux de 136 keV du ^{181}Ta, 305 et 365 keV du ^{103}Rh et 430 keV du ^{7}Be dont les durées de vies sont inférieures à 10^{-10} seconde.

Les niveaux des deux premiers isotopes étaient obtenus par excitation coulombienne tandis que le troisième l'était par réaction (p, α) sur le ^{10}B. Le scintillateur utilisé était un plastique NE 102 de 1″1/2 × 1″1/2. Les largeurs à mi-hauteur des courbes de résolution obtenues sont de 1,9 ns. pour 136 keV, de 1,7 ns pour les rayonnements de 305 et 365 keV pris indistinctement et de 1,6 ns pour 420 keV. Ces courbes ont été tracées dans les mêmes conditions de pulsation du faisceau et d'énergie des protons (2,3 MeV).

Mesures de durées de vie. — Niveau de 122 keV du ^{152}Sm. — La durée de vie de ce niveau a été étudiée par coïncidences retardées à partir des rayonnements en cascade de ^{152}Eu, par Sunyear, qui a obtenu la valeur $T_{1/2} = 1,4.10^{-9}$ seconde. Plus récemment, Birk, Goldring et Wolfson ont effectué une étude systématique des niveaux 2^+ des noyaux pair-pair dans la région des terres rares, par excitation coulombienne à l'aide d'un faisceau de protons pulsé. La valeur qu'ils indiquent pour le niveau de 122 keV du ^{152}Sm est de $1,45.10^{-9}$ s. Nous avons repris cette mesure en bombardant une cible épaisse de Sm^2O^3 enrichie à 95 % en ^{152}Sm fournie par le laboratoire de séparation isotopique d'Harwell, par des protons d'énergie 2,3 MeV. L'excitation du niveau de 136 keV du ^{181}Ta dont la durée de vie est $T_{1/2} = 5,7.10^{-11}$ s nous a donné la courbe rapide.

La valeur que nous avons trouvée est de $T_{1/2} = (1,47 \pm 0,15)\ 10^{-9}$ S en bon accord avec celles indiquées précédemment.

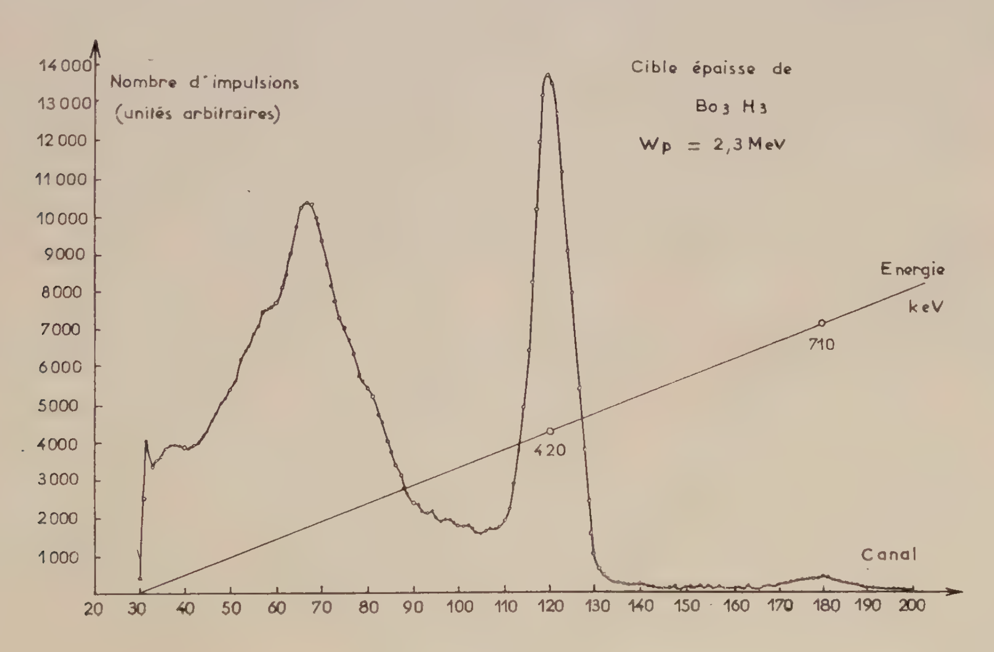


Fig. 2.

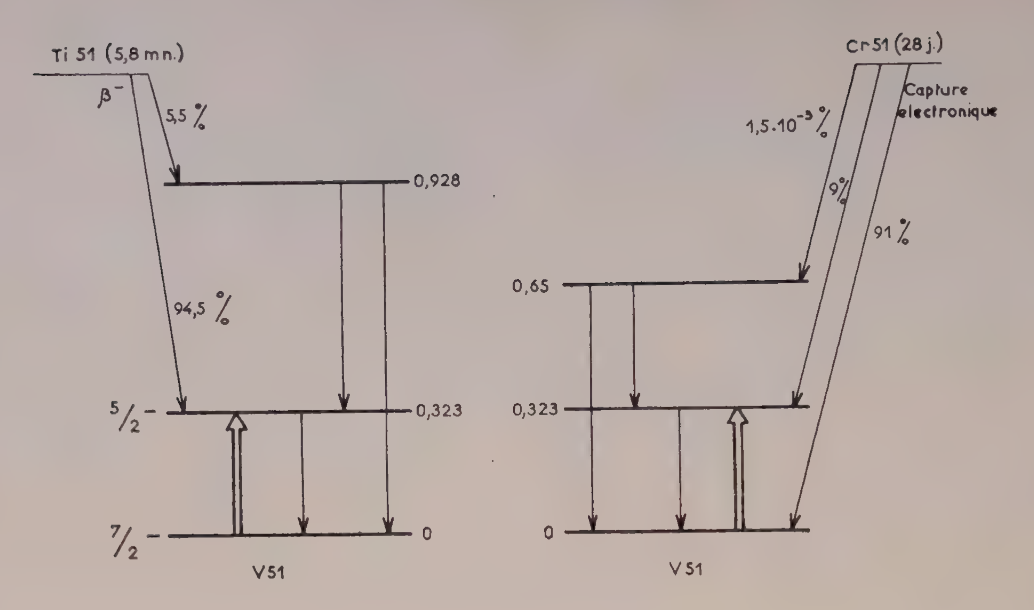


Fig. 3.

Niveau de 720 keV ^{10}B (p p,) ^{10}B. — La durée de vie du premier niveau de ^{10}B a été déterminée par diverses méthodes [4, 5]. Un processus direct [6] consiste à utiliser la réaction ^{10}B (p, p')^{10}B. A une

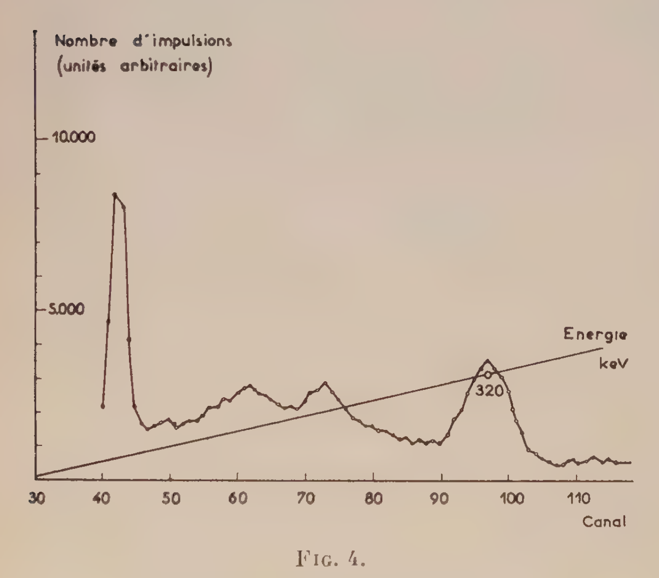


Fig. 4.

énergie de l'ordre de 2 à 3 MeV cette réaction donne naissance au seul premier niveau excité de B 10. Le bombardement d'une cible de B 10 par des protons produit cependant la réaction $^{10}B(p, \alpha)^{7}Be$. La mesure de la durée de vie du premier niveau excité du ^{10}B est cependant facilement accessible à l'aide d'un faisceau pulsé de protons. Nous avons effectué cette mesure en bombardant une cible de BO_3H_3 par des protons de 2,3 MeV. Le spectre que nous avons obtenu avec un cristal de NaI (Tl) est donné figure 2. Le rayonnement de 420 keV correspond, comme nous l'avons indiqué à la réaction ^{10}B (p, α)^{7}Be et le niveau de 710 keV à ^{10}B (p, p')^{10}B. L'énergie de la transition étant élevée, la résolution en temps de l'appareillage est suffisante pour observer la décroissance exponentielle. Le résultat des mesures est

$$T_{3/2} = (6,9 \pm 0,7)\ 10^{-10}\ \text{s}.$$

Niveau de 323 keV du ^{51}V. — La mesure de la durée de vie du premier niveau du ^{51}V (323 keV) par coïncidences retardées sur des rayonnements en cascade est relativement difficile car le seul noyau parent utilisable, le ^{51}Ti, a une période de 5,8 minutes. Deutsch et Sunyear ont effectué une telle mesure. Une communication personnelle de ces auteurs à MM. Strominger et autres [7] indique la valeur $T_{1/2} = 2{,}8.10^{-10}$ seconde.

D'autre part, la durée de vie partielle E_2 ne peut être déterminée avec précision par la mesure de la section efficace d'excitation coulombienne à cause de la barrière coulombienne peu élevée.

Le mécanisme d'excitation du niveau de 323 keV, à l'aide d'un faisceau de protons fait intervenir à la fois le processus d'excitation électromagnétique, une réaction (p, p') et une réaction (p, n) dont le seuil est situé vers 1,55 MeV. Les deux premiers niveaux du ^{51}Cr créé par réaction (p, n) ont des énergies de 0,73 et 1,15 MeV (8). La durée de vie du ^{51}Cr étant de 28 jours, et le nombre de désintégrations aboutissant au niveau de 323 keV du ^{51}V étant peu élevé (*fig.* 3) la mesure de la durée

de vie de ce niveau peut être effectuée à l'aide d'un faisceau pulsé.

Le spectre indiqué par la figure 4 et obtenu avec un scintillateur NaI(Tl) comprend les rayonnements gamma et les neutrons produits en bombardant une cible épaisse de V métallique par des protons de 2,3 MeV. Pour la mesure de la durée de vie, il est facile d'effectuer une séparation des photons et des neutrons par temps de vol en plaçant le détecteur (plastique NE 102) à une distance suffisante de la cible.

La courbe rapide utilisée a été obtenue à l'aide du niveau de 420 keV du ^{7}Be, la sélection latérale étant réglée sur la partie supérieure du spectre compton du niveau de 323 keV du ^{51}V.

Le résultat des mesures est

$$T_{1/2} = (2{,}5 \pm 0{,}55)\ 10^{-10}\ \text{seconde},$$

en accord avec celui de Deutsch et Sunyear.

Remerciements. — Les auteurs souhaitent exprimer leurs remerciements à M. le Pr A. Blanc-Lapierre, Directeur de l'Institut d'Études Nucléaires d'Alger pour les conseils et l'aide qu'il leur a apportés.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Samueli (J.) et Sarazin (A.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 390.
[2] Sarazin (A.), Samueli (J.) et Bougnot (G.), *Nuclear Instr.*, *Nuclear Instr.* 1961, **10**, 202.
[3] Sarazin (A.), Samueli (J.), Ducros (G.) et Raimbault (P.), *Nuclear Instr.*, 1960, **8**, 70.
[4] Thirion (J.) et Telegdi (V.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 1253.
[5] Gorodetzky (S.) et Knipper (A.), *J. Physique Rad.*, 1958, ,**19** 83.
[6] Bloom (S.), Turner (C.) et Wilkinson (D.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 232.
[7] Strominger (D.), Hollander (J.) et Seaborg (G.), *Rev. Mod. Physics*, 1958, **30**, 585.
[8] Ballini (R.), Cassagnou (Y.), Levi (C.) et Papineau (L.), Rapport C. E. A.-1721, 1960.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 695.

NATURE DES ÉTATS EXCITÉS DE ^{59}Co

Par M. HAGLUND,
Faculté des Sciences, Bordeaux.

et

J. TOUCHARD,
Laboratoire Joliot-Curie, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Les cinq premiers états excités de ^{59}Co, qui sont bien groupés entre 1 et 1,45 MeV sont supposés résulter du couplage faible d'un proton avec l'état 2^{+} de 1,33 MeV du noyau pair-pair voisin ^{60}Ni décrit comme un niveau de vibrations quadrupolaires.

Abstract. — A weak-coupling approximation for the phonon-particle interaction is made to obtain the energies of the five low-lying excited levels between 1 and 1.45 MeV in the nucleus ^{59}Co.

1. **Résultats expérimentaux.** — Les mesures récentes effectuées sur le schéma de désintégration de ^{59}Fe, [1], [2], [3] ont permis de préciser les spins des états excités de ^{59}Co, précédemment observés, soit par la réaction ^{59}Co(p, p'γ) [4], soit par des études plus anciennes de la désintégration ^{59}Fe $\to$ ^{59}Co [5].

Le schéma de désintégration proposé par Ferguson [1], et reproduit sur la figure 1, fait apparaître un groupe de 6 niveaux situés entre 1 et 1,5 MeV, dont cinq seulement peuvent être pris en considération pour l'application de la règle du centre de gravité de Lawson et Uretsky [6]. Le noyau pair-pair voisin ^{60}Ni, dont la couche à 28 protons est complète a un premier état excité 2^{+} de 1,332 MeV [7]. Par couplage avec un proton $f\,7/2$, on peut donc s'attendre aux cinq niveaux $3/2^{-}$, $5/2^{-}$, $7/2^{-}$, $9/2^{-}$, $11/2^{-}$. Cependant les trois derniers niveaux de ce groupe étant assez rapprochés, l'attribution des spins d'après la règle du centre de gravité reste assez ambiguë. C'est ainsi que Lawson et Urestky, les caractères $5/2^{-}$ et $3/2^{-}$ des niveaux de 1,1 et 1,3 MeV étant bien établis, avaient attribué le spin 9/2 au niveau de 1,43 MeV.

(Les spins 7/2 et 11/2 allant aux niveaux de 1,2 et 1,45 MeV.) Le travail de Ferguson établit cependant que le niveau de 1,43 MeV est un niveau 1/2⁻, ce qui permet d'identifier les cinq niveaux du quintuplet de Lawson et d'attribuer les spins comme indiqué sur la figure 1.

Cependant l'attribution du spin 11/2 au niveau de 1,2 MeV est à notre avis assez hasardeuse et doit être considérée seulement comme un peu plus probable que l'attribution 9/2, qui donne un résultat voisin pour la règle du centre de gravité (attribution indiquée entre parenthèses sur la figure 1).

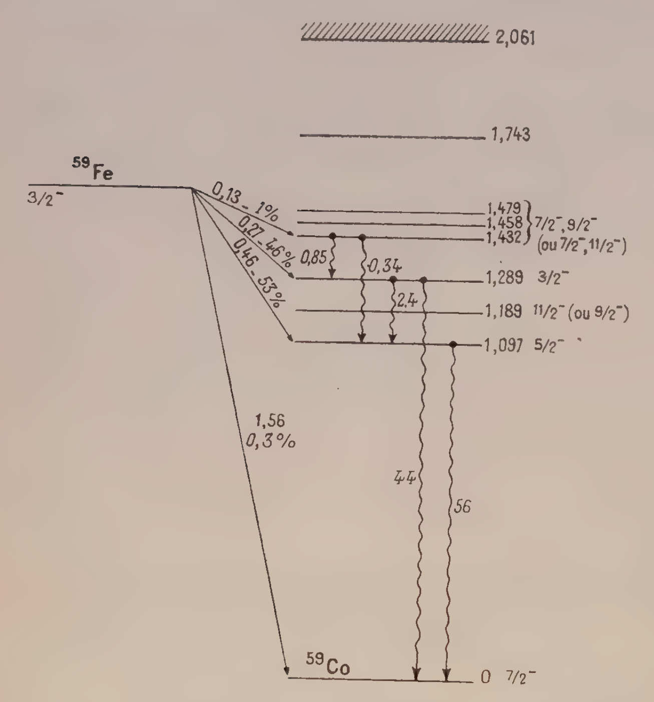


Fig. 1. — Schéma de désintégration de ^{59}Fe d'après Ferguson [1]. Le niveau d'énergie à 1,743 MeV et le groupe de niveaux au delà de 2 MeV ont été ajoutés au schéma de Ferguson.

Les énergies sont en caractères droits, les intensités relatives des rayonnements sont en italiques. Les chiffres entre parenthèse sont relatifs à la seconde attribution de spin possible pour le niveau de 1,189 MeV (voir dans le texte).

II. Couplage d'un proton avec la surface nucléaire. — Il peut être intéressant, dans ces conditions de tenter de faire des prévisions théoriques sur le spectre de ^{59}Co, à l'aide d'un modèle simple de couplage d'un proton avec les vibrations collectives gradrupolaires de la surface nucléaire. Les quantités caractéristiques de ces vibrations, en particulier leur énergie $\hbar\omega$ peuvent être déduites du spectre du noyau pair-pair voisin ^{60}Ni qui présente en effet un tel catactère collectif pour ses niveaux les plus bas. Nous prendrons donc par la suite $\hbar\omega = 1{,}332$ MeV.

Un premier calcul de couplage faible de ce cœur collectif avec un proton dans le seul état *f* 7/2 donne les résultats assez éloignés de la situation expérimentale, et en particulier place le niveau 5/2⁻ au-dessus des quatre autres niveaux 3/2⁻, 7/2⁻, 9/2⁻, 11/2⁻. De plus il n'explique pas la présence du niveau de spin 1/2⁻ dans cette bande d'énergie (le passage à un couplage intermédiaire ne semble pas devoir améliorer sensiblement la situation du niveau 5/2⁻).

Aussi, avons-nous considéré la possibilité des excitations du proton dans les états *f* 5/2, *p* 3/2 et *p* 1/2. De plus nous avons effectué comme première

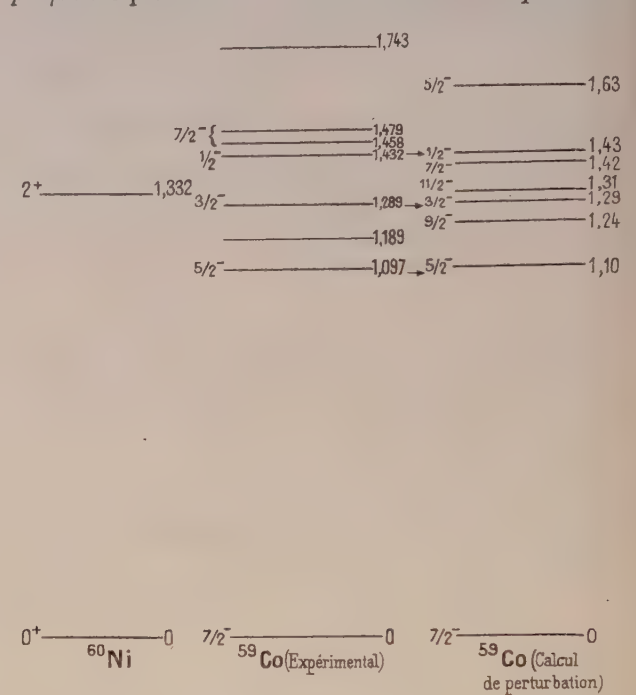


Fig. 2. — Comparaison entre le spectre expérimental et le spectre théorique de ^{59}Co.

approche un calcul de perturbation, la faible séparation des niveaux expérimentaux permettant de penser que cette approximation peut assez bien rendre compte de la réalité.

Les calculs ont été faits en utilisant le formalisme habituel des vibrations quadrupolaires et de leur interaction avec une particule. (Voir par exemple [8] et [9].) Les paramètres intervenant dans le problème, constantes de couplage et énergies de séparation des états de particule, sont ajustés de manière à rendre compte des niveaux les mieux connus, à savoir les niveaux de spins 5/2, 3/2 et 1/2. Il reste un paramètre indéterminé, dont la valeur peut être fixée pour reproduire au mieux le reste du spectre expérimental.

III. Résultats et Conclusions. — L'analyse détaillée des expressions du calcul de perturbation conduit aux résultat suivant : on peut rendre

compte assez bien du spectre de ^{59}Co en supposant que l'énergie de préparation f 7/2 — p 3/2 est considérablement plus grande que les autres énergies de séparation. On détermine alors ces énergies, ainsi que la constante de couplage en ajustant les niveaux de spin 5/2, 3/2 et 1/2.

A partir de ces valeurs on peut calculer les énergies des autres états ; le spectre ainsi obtenu et comparé sur la figure 2 au spectre expérimental.

Ces résultats permettent de préciser plusieurs points sur la nature des niveaux de ^{59}Co :

a) La présence d'un niveau 7/2— parmi le groupe des deux niveaux rapprochés vers 1,46 MeV peut être confirmée par la présence, dans le spectre calculé ,d'un niveau 7/2— très près du niveau 1/2—.

b) Le fait que le niveau 9/2— du spectre théorique ait une énergie de 1,24 MeV, semblerait indiquer que le niveau de 1,189 MeV du spectre expérimental est 9/2— plutôt que 11/2—.

c) Enfin on peut penser d'après la position du second état 5/2— à 1,63 MeV dans le spectre calculé, que l'état observé à 1,743 MeV est un état 5/2—.

Cependant deux points au moins restent obscurs dans cette tentative d'interprétation :

a) La prédiction d'un niveau 11/2— à 1,31 MeV correspond assez mal à la situation expérimentale.

b) La difficulté la plus grande réside dans les valeurs assez peu réalistes des énergies de séparation des états de particule que l'on est conduit à adopter.

Ces difficultés nous semblent, au premier examen, directement reliées à l'approximation du couplage faible. C'est pourquoi nous nous proposons de reprendre ce calcul en couplage intermédiaire et d'examiner aussi la situation des autres isotopes impairs du cobalt.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Ferguson (J. M.), *Nuclear Physics*, 1959, **12**, 579.
[2] Heath (R. L.), Proctor (D. G.) et Reich (C. W.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1959, **9**, 278.
[3] Bérényi (D.), Mathé (G. Y.) et Scharbert (T.), *Nuclear Physics*, 1959, **14**, 459.
[4] Mazari (M.), Sperduts (A.) et Buechner (W. W.), M. I. T. L. N. S. *Annual Progress Report*, 134, mai 1957.
[5] Metzger (F. R.), *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 1360.
[6] Lawson (R. D.) et Uretsky (J. L.), *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 1300.
[7] Lindstrom (G.), Hedgram (A.) et Alburger (D. E.), *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 1303.
[8] Bohr (A.) et Mottelson (B. R.), *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 1953, **27**, n° 16.
[9] Choudoury (D. C.), *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 1954, **28**, n° 4.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 697.

ÉTUDE THÉORIQUE DU SPECTRE DE ^{90}Y

Par M. BOUTEN (*), M. DEMEUR et H. POLLAK,
Centre d'Étude de l'Énergie Nucléaire, Mol, Belgique.

Résumé. — Le spectre de ^{90}Y a été étudié théoriquement en se limitant à une interaction de contact. Les résultats rendent compte des six premiers niveaux expérimentaux et prévoient l'existence d'un état isomérique 7+ découvert récemment.

Abstract. — The low-energy spectrum of ^{90}Y has been theoretically investigated with zero-range force interaction. The results agree with the first six experimental levels and predict an isomeric state with spin 7+ which has been found recently.

1. Les données expérimentales relatives au spectre de basse énergie de ^{90}Y ont été rassemblées dans la figure n° 1 [1-4].

Considérant que les couches fermées à $Z = 38$ et à $N = 50$ forment le cœur, nous retrouvons les configurations suivantes pour les derniers nucléons :

a) Configurations à deux particules : proton-neutron.

$$p^{1/2}\, d^{5/2} \qquad J^\pi = 2- \qquad 3- \tag{1}$$

$$p^{1/2}\, s^{1/2} \qquad 0- \qquad 1- \tag{2}$$

$$g^{9/2} d^{5/2} \qquad 2+ \;..\; 7+. \tag{3}$$

(*) Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires, Gand.

b) Configuration trou en proton-neutron

$(p^{3/2})^{-1}\,(p^{1/2})^2\,d^{5/2}$ 1— ..... 4— (4)

$(f^{5/2})^{-1}\,(p^{1/2})^2\,d^{5/2}$ 0— ..... 5—. (5)

Le potentiel résiduel entre les nucléons étant supposé de la forme

$$V = 4\pi\, V_0[1 - \alpha + \alpha\bar{\sigma}_1.\bar{\sigma}_2]\,\delta(\bar{r}_1 - \bar{r}_2)$$

l'énergie des niveaux calculés par rapport au niveau 2— de la configuration (1) est donnée par

$$E_J(i) - E_2(1) = \varepsilon_i + <(1)\ J = 2|V|(1)\ J = 2> - <(i)J|V|(i)J>$$

où ε_i est la différence des énergies des configurations (i) et (1).

0⁻ 1⁻		1,240 MeV 1,215
2⁺		0,7767
7⁺ 8⁺		0,685
3⁻		0,247 0,2024
2⁻		0

Fig. 1.

Pour la configuration (4) on a

$$E_J(4) - E_2(1) = \varepsilon_4 + <(1)\ J = 2|V|(1),\ J = 2> - \frac{1}{6}\sum_k (2k+1) <(1)\ J = k|V|(1)\ J = k> + \sum_k (2k+1)\ W(3/2, 5/2, 5/2, 3/2\,;\ J, k) <p^{3/2}, d^{5/2}, k|V|p^{3/2}, d^{5/2}\ k>$$

et pour (5) une formule analogue où ε_4 est remplacée par ε_5 et où le dernier terme s'écrit

$$\sum_k (2k+1)\ W(5/2, 5/2, 5/2, 5/2\,;\ J, k) <f^{5/2}\ d^{5/2}\ k|V|f^{5/2}\ d^{5/2}\ k>.$$

Le calcul des éléments de matrice s'effectue par la méthode de Pryce [5]

$$<l_1, l_2, j_1, j_2\ J|V|l_1, l_2, j_1, j_2\ J> = V_0\ F^0(l_1\ l_2)\ [(1 - 4\alpha)\ \alpha_s + \alpha_t]$$

où $F^0(l_1\ l_2)$ est l'intégrale radiale et où a_s et a_t sont donnés par Pryce. Zeldes [6] a calculé les valeurs de $\varepsilon(l_1\ l_2) = F^0(l_1\ l_2)\left(\frac{\pi}{2\nu^3}\right)^{1/2}$ avec des fonctions d'onde d'oscillateur de fréquence ν.

En posant $V_1 = V_0\left(\frac{2\nu^3}{\pi}\right)^{1/2}$ l'élément de matrice devient

$$<j_1\,j_2\ J|V|j_1\,j_2\ J> = V_1\ \varepsilon(l_1\ l_2)\ [(1 - 4\alpha)\ \alpha_s + \alpha_t]$$

et ne dépend plus que des deux paramètres V_1 et α. Nous avons adopté les valeurs

$$V_1 = 2{,}5 \text{ MeV}$$
$$\alpha = 0{,}15$$

en accord avec différentes propositions récentes [6, 7].

2. *a*) Le spectre de basse énergie est bien rendu par les configurations (1), (2) et (3) quant à l'ordre des niveaux ; l'usage d'une interaction de contact

$p_{1/2}\,s_{1/2}$	1⁻ 0⁻	1,30 1,23
$g_{9/2}\,d_{5/2}$	2⁺ 7⁺	1,05 1,04
$p_{1/2}\,d_{5/2}$	3⁻ 2⁻	0,12 0

Fig. 2.

ne permet pas de fixer avec précision les écartements.

D'autres configurations possibles ont été négligées à cause de leur grande énergie ε_i. Il faut cependant noter que les configurations (4) et (5) fournissent respectivement un niveau 3— et un niveau 4— relativement bas.

b) D'une manière générale, l'ordre des niveaux est peu sensible au choix des paramètres. En particulier :

1. Le doublet de la configuration (2) se présente toujours dans l'ordre 0— 1—.

2. Le caractère isomérique du niveau 7 + de la configuration (3) n'en dépend pas, [8] ; cependant la position expérimentale [4] de ce niveau par rapport au 2⁺ de la même configuration permet de préciser la valeur de α ($\alpha > 0{,}14$).

c) Pour pouvoir interpréter le niveau à 247 keV, il semble que les seules possibilités soient les niveaux 3— et 4— mentionnés en *a*). Ce dernier niveau semble le plus probable théoriquement à l'approximation utilisée ici. Si le niveau expérimental devrait être expliqué par le niveau théorique 3—, deux difficultés seraient soulevées : celle d'abaisser ε_4 (ce qui poserait un problème dans ^{89}Y) et celle de comprendre la proximité de deux niveaux 3— (à 202 et 247 keV).

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bartholomew, Campion, Knowles et Manning, *Nuclear Physics*, 1959, **10**, 590.
[2] Cohen (B. L.) et Price (R. E.), *Nuclear Physics*, 1960, **17**, 129. Cohen, Mead, Price, Quisenberry et Marty, *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 499.
[3] Vervier (J.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1960, **5**, 239. Petersen (F. R.) et Shugart (H. A.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1959, **4**, 453 ; 1960, **5**, 504.
[4] Cline, Heath, Reich et Turk, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1961, **6**, 228. Haskin (L.) et Vandenbosch (R.), *Phys. Rev.*, à publier.
[5] Pryce (M. H. L.), *Proc. Phys. Soc.*, 1952, A **65**, 773 et 962.
[6] Zeldes (N.), *Nuclear Physics*, 1956, **2**, 1.
[7] Barker (F. C.), *Phys. Rev.*, 1961, **122**, 572. Brennan (M. H.) et Bernstein (A. M.), *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 927.
[8] Bouten, Demeur et Pollak, C. E. N. Rapport n° 1726, 1959.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 699.

PÉRIODES DES NIVEAUX EXCITÉS A 362 keV DU ^{159}Tb ET A 570 keV DU ^{207}Pb

Par MM. S. GORODETZKY,
R. MANQUENOUILLE, R. RICHERT et A. KNIPPER,
Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — Utilisant la méthode des coïncidences différées nous avons pu mesurer directement les périodes suivantes :

^{159}Tb : Niveau excité à 362 keV : $T_{1/2} = (1,6 \pm 0,16).10^{-10}$ s.

^{207}Pb : Niveau excité à 570 keV : $T_{1/2} = (1,1 \pm 0,11).10^{-10}$ s.

Abstract. — The following half lives have been directly measured :

^{159}Tb : Excited level at 362 keV : $T_{1/2} = (1.6 \pm 0.16) \times 10^{-10}$ s.

^{207}Pb : Excited level at 570 keV : $T_{1/2} = (1.1 \pm 0.11) \times 10^{-10}$ s.

I. Période du niveau à 362 keV du ^{159}Tb. — Une limite supérieure de la vie moyenne τ du niveau excité à 362 keV du ^{159}Tb égale à 5.10^{-10} s avait été obtenue par la méthode des coïncidences différées [1]. Récemment Metzger et Todd [2] utilisant la méthode de la diffusion résonnante ont obtenu une valeur définie : $\tau = (1,9 \pm 0,3).10^{-10}$ s en tenant compte du rapport d'embranchement (96 %) du rayonnement γ de 362 keV. Nous avons réalisé une mesure directe de la période de ce niveau par la méthode des coïncidences retardées.

Mesure. — Les niveaux excités du ^{159}Tb sont atteints par désintégration β du ^{159}Gd (période $\sim$ 18 heures) obtenu par irradiation neutronique dans une pile suivant la réaction ^{158}Gd$(n, \gamma)^{159}$Gd ; le produit irradié était de l'oxyde de gadolinium (Gd_2O_3) non enrichi en ^{158}Gd. Les rayonnements γ de 362 keV et β d'énergie maximale 590 keV étaient détectés dans des scintillateurs plastiques NE 102 ($h = 20$ mm, Ø $= 15$ mm) couplés optiquement à des photomultiplicateurs 56 AVP ; un absorbant convenable empêchait la détection des rayonnements β sur la voie γ. Des sélections d'énergie très étroites étaient effectuées d'une part, sur la voie γ autour de l'énergie Compton de $\sim$ 216 keV, d'autre part, sur la voie β autour de l'énergie Compton ($\sim$ 340 keV) du rayonnement γ de 511 keV obtenu avec une source de ^{22}Na.

La figure 1 montre la distribution dans le temps des coïncidences retardées (β-γ) en coordonnées semi-logarithmiques. De la pente de la courbe de résolution retardée on déduit :

$$T_{1/2} = (1,6 \pm 0,16).10^{-10} \text{ s}$$

soit $\tau = (2,3 \pm 0,23).10^{-10}$ s, résultat en bon accord avec celui de Metzger et Todd. Nous avons tracé en pointillé la courbe de résolution prompte obtenue avec une source de ^{22}Na en laissant les réglages inchangés. La largeur à mi-hauteur de cette courbe donne le temps de résolution utilisé dans cette mesure : $2\tau_0 = 7,5.10^{-10}$ s. D'autre part la période instrumentale à deux décades au-dessous du maximum est : $t_{1/2} \sim 8.10^{-11}$ s ; cette valeur est bien plus faible que la période du phénomène étudié. La remontée observée du côté des faibles amplitudes est due à l'empilement des impulsions dans les canaux latéraux.

Une mesure effectuée avec un temps de résolution amélioré : $2\tau_0 = 6.10^{-10}$ s a confirmé notre première détermination, mais la précision obtenue a été moins grande, l'activité de la source mère ayant fortement baissée.

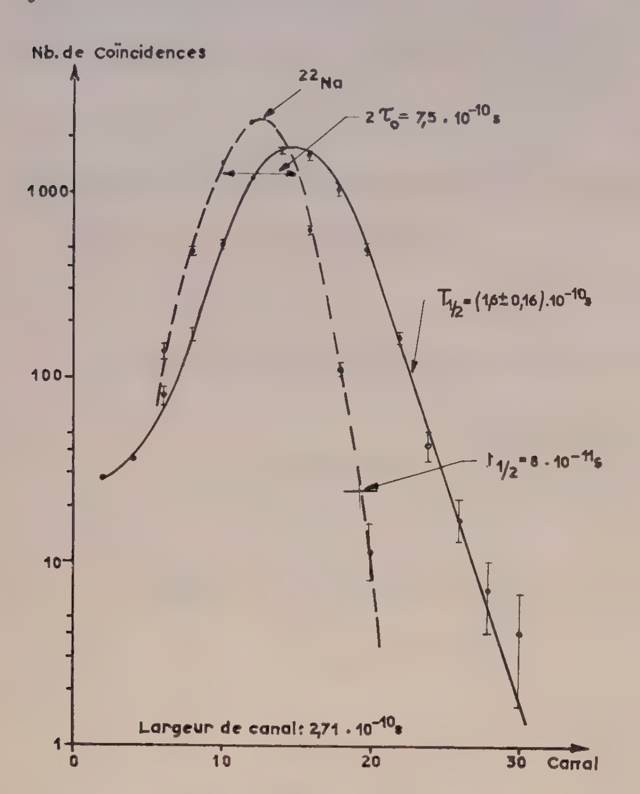


Fig. 1. — Période du niveau excité à 362 keV du ^{159}Tb. Courbe des coïncidences différées (β — γ_{362}).

de sa probabilité présente un réel intérêt pour l'expérimentateur, d'autant plus que le modèle extrême à une particule ne peut en rendre compte. La période de ce niveau a déjà fait l'objet de deux

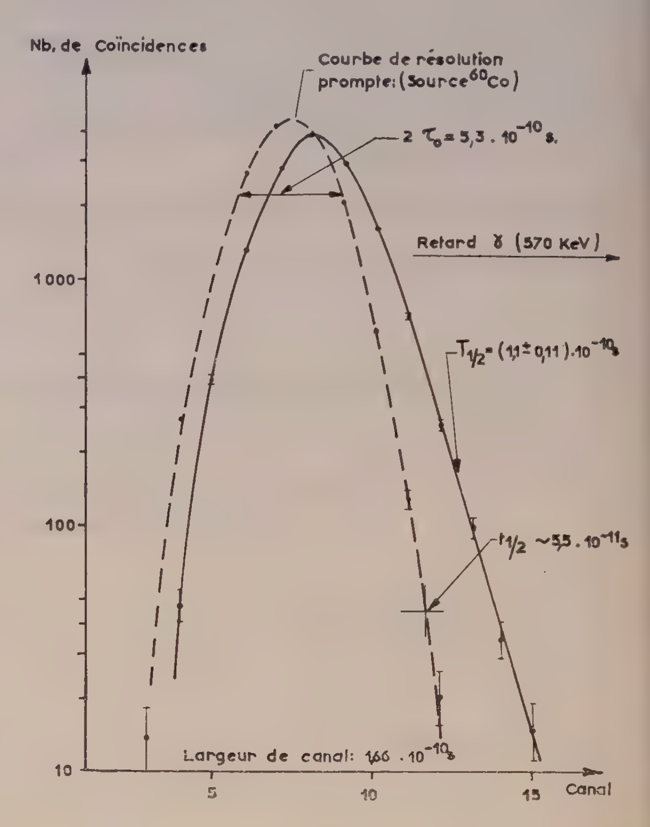


Fig. 2. — Période du niveau excité à 570 keV du $^{207}_{82}$Pb. Courbe des coïncidences différées (γ_{1060} — γ_{570}).

Discussion. — Deux déterminations indépendantes du coefficient de conversion α_k du rayonnement γ de 362 keV [2, 3] ont permis de conclure à sa nature $E1$. La transition $E1$ de 362 keV est donc retardée d'un facteur $4,3.10^4$ par rapport à l'estimation de Moszkowski. Le schéma de niveaux du noyau de ^{159}Tb est d'ailleurs décrit par les états d'excitation de la particule impaire dans un puits de potentiel anisotrope et l'on observe la bande de rotation basée sur l'état fondamental. La transition considérée s'effectuant entre les états d'excitation intrinsèque $[N\, n_z\, \Lambda] = [5\,3\,2]$ et $[4\,1\,1]$ est donc interdite par les règles de sélection asymptotiques qui rendent bien compte qualitativement du ralentissement observé.

II. Période du niveau à 570 keV du ^{207}Pb. — Le ^{207}Bi (27 ans) est une source de référence très utile pour un circuit de coïncidences rapides. La transition $E2$ par laquelle le niveau excité à 570 keV du ^{207}Pb se désexcite à l'état fondamental est suffisamment rapide pour que la mesure précise

mesures indirectes par la méthode des coïncidences différées. L'une est due à Gerholm [4] :

$$T_{1/2} = (9 \pm 3).10^{-11} \text{ s},$$

l'autre à Sunyar [5] : $T_{1/2} = (7,65 \pm 1,04).10^{-11}$ s ; de plus l'excitation coulombienne de ce niveau [6] conduit à la valeur : $T_{1/2} = 1.10^{-10}$ s.

Mesure. — Nous avons étudié les coïncidences différées entre les rayonnements γ de 1 060 et 570 keV. Ces rayonnements étaient détectés dans des scintillateurs plastiques NE 102 couplés à des photomultiplicateurs 56 AVP et des sélections d'énergie très étrcites effectuées dans les voies latérales. La figure 2 montre le résultat de la mesure. La valeur de la période se déduit de l'analyse de la pente de la courbe retardée :

$$T_{1/2} = (1,1 \pm 0,11).10^{-10} \text{ s}.$$

La courbe de résolution prompte relevée avec une source de ^{60}Co indique que le temps de résolution est égal à : $2\tau_0 = 5,3.10^{-10}$ s.

Discussion. — L'estimation théorique simple pour une transition $E2$ d'un proton est : τ_γ (th) $= 1{,}84.10^{-10}$ s, tandis que

$$\tau_\gamma\,(\mathrm{exp}) = 1{,}6.10^{-10}\ \mathrm{s}.$$

Cette transition qui intéresse un neutron est donc aussi rapide que celle qui correspond au changement d'état d'un seul proton. La théorie du couplage fait entre le trou de neutron et les excitations du cœur [7, 8] montre que la probabilité de transition correspondante implique une charge effective de polarisation : $e_{\mathrm{eff}}/e = \dfrac{5Z}{4\pi}\dfrac{k}{c}$, où k est une constante de l'ordre de 40 MeV, et C la tension superficielle du cœur ; on en déduit $C \sim 1\,200$ MeV. Cette valeur qui traduit une très faible déformabilité, caractérise l'influence de la structure en couches sur les propriétés de vibration nucléaire.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Quidort (J.), cité par Ballini et Barloutaud, *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 534.
[2] Metzger (F. R.) et Todd (W. B.), *Nuclear Physics*, 1959, **13**, 177.
[3] Nielsen (K. O.), Nielsen (O. B.) et Skilbreid (O.), *Nuclear Physics*, 1958, **7**, 561.
[4] Gerholm (T. R.), *Arkiv Fysik*, 1957, **10**, 523.
[5] Sunyar (A. W.), *B. A. P. S.*, 1957, **2**, n° 1, 37.
[6] Stelson (P. H.) et McGowan (F. K.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 112.
[7] Bohr (A.) et Mottelson (B. R.), *Dann. Mat. Fys. Medd.*, 1953, **27**, n° 16.
[8] True (W. W.) et Ford (K. N.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1675.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 701.

TRANSITIONS γ QUADRUPOLAIRES MAGNÉTIQUES (M_2)

Par R. FOUCHER et A. G. DE PINHO (*),
Laboratoire de Physique Nucléaire, Orsay.

Résumé. — On discute en fonction des prévisions du modèle des couches (classique-Nilsson) les valeurs des probabilités de transitions $\gamma\ M_2$ pures actuellement connues.

Abstract. — The known values of the pure $\gamma\ M_2$ transition probabilities are discussed, in relation to deductions from the shell-model (classical and Nilsson theories).

Il y a quelques années, on ne connaissait que trois transitions γ pouvant être classées comme transitions M_2 [1] ; on peut actuellement réunir une quarantaine d'exemples et, sinon tirer des conclusions définitives, du moins mettre en évidence certaines tendances.

Les raisons de la petitesse du nombre de transitions γM_2 connues et de la faible précision des mesures de probabilités de transition (de 5 à 100 % d'erreur et même plus) seront discutées ultérieurement ; on peut cependant déjà remarquer que dans le cadre du modèle des couches classiques, les transitions électromagnétiques de faible énergie entre deux niveaux de parités opposées n'existent que lorsque les différences de spin sont grandes ; les transitions $\gamma\ M_2$ auront, en général, lieu entre deux niveaux excités et souvent elles seront en compétition avec des transitions E_3 et M_4 d'énergies plus grandes. Ainsi, non seulement les transitions M_2 se trouvent confinées dans certaines zones, mais encore elles sont expérimentalement difficiles à atteindre. Dans les noyaux déformés, on peut trouver, comme le prévoit le modèle de Nilsson, de nombreux niveaux d'énergie voisine et de parités opposées et des transitions E_1 et M_2 peuvent exister. En particulier, on observe souvent des transitions de caractère mixte $E_1 + M_2$ du fait de l'existence de règles de sélection pouvant fortement interdire des transitions E_1 et non les transitions M_2, mais on se heurte à la difficulté de connaître le pourcentage de mélange M_2 à E_1.

Néanmoins, nous avons calculé dans chacun des cas relevés la probabilité de transition théorique de Weisskopf [2], P_w, et dans les noyaux impairs déformés la probabilité de transition théorique de Nilsson [3], P_N, (en prenant toujours un rayon nucléaire $R = 1{,}2 \times 10^{-13}\,A^{1/3}$ cm). L'ensemble des résultats expérimentaux et des prévisions théoriques sera présenté dans un prochain article ; nous nous limiterons ici aux transitions M_2 pures.

Pour les noyaux sphériques ou quasi-sphériques tableau 1 (groupe de 13 transitions) on voit qu'à trois exceptions près, les facteurs d'interdiction, F, sont compris entre 20 et 140, c'est-à-dire que les transitions sont systématiquement retardées et forment un groupe homogène (moins pourtant que les transitions M_4).

Comment réduire l'écart expérience-théorie ou l'expliquer ?

(*) Détaché du Centre Brésilien de Recherches Physiques.

Transition $M2$ — Noyaux « sphériques »
$P_w = 0{,}825 \times 10^8 A^{2/3} E^5$

TABLEAU 1

Noyau	Énergie (keV)	État initial	État final	$F_w = \frac{P_{wp}}{P_{ex}}$	Obs.
$_6C^{13}_7$	3 860	d 5/2	p 1/2	0,21	Neutron impr. $F_w \rightarrow$ détermination indirecte
$_8O^{16}_8$	8 870	2—	0+	33	$F_w \rightarrow$ détermination indirecte
$_{18}A^{39}_{21}$	1 520	d 3/2	f 7/2	24	Neutron imp.
$_{19}K^{41}_{22}$	1 290	f 7/2	d 3/2	33	
$_{32}Ge^{73}_{41}$	54	p 3/2	7/2+	2 600	Neutron imp. L'état final est un $(g\ 9/2)^3_{7/2}$
$_{33}As^{73}_{40}$	359	9/2+	5/2—	74	
$_{33}As^{75}_{42}$	25	9/2+	5/2—	66	Transition $E3$ en parallèle
$_{33}As^{77}_{44}$	210	9/2+	5/2—	133	
$_{37}Rb^{85}_{48}$	516	9/2+	f 5/2	48	
$_{63}Eu^{147}_{84}$	396	11/2—	7/2+	20	Transition $E3$ en parallèle non retardée
$_{63}Eu^{149}_{86}$	346	11/2—	7/2+	39	Transiton $E3$ en parallèle, non retardée
$_{63}Eu^{151}_{88}$	175	11/2—	7/2+	92	
$_{82}Pb^{205}_{123}$	26,2	13/2+	9/2—	2 700	Neutron imp. $M4$ en parallèle, non retardée

La régularité de la variation du facteur d'interdiction dans les isotopes de l'Eu a été interprétée par les auteurs des mesures expérimentales [4] comme réflétant l'impureté croissante des fonctions d'onde du modèle des couches au fur et à mesure que le nombre de neutrons s'éloigne du nombre magique $N = 82$. De notre côté, nous calculons actuellement la variation d'un isotope à l'autre des éléments de matrice de l'opérateur moment quadrupolaire magnétique avec des mélanges de configurations divers et tenant compte d'un processus de « stabilisation » décrit par Goldhaber et de Shalit [5]. Aucune régularité ne se manifeste par contre dans les isotopes de l'As ; la complexité des niveaux de faible énergie du Br et de l'As laisse planer un doute sur la validité des modèles à une particule dans cette région [6]. Pour le ^{85}Rb une des explications possibles données par Siekman [7] serait l'existence d'une petite déformation positive pour l'état final et négative pour l'état initial avec comme conséquence du principe de Franck-Condon appliqué au noyau un ralentissement de l'émission γM_2.

La transition M_2 de 1520 keV dans ^{39}As est probablement le meilleur exemple d'application du modèle des couches ; en utilisant un modèle des couches à plusieurs particules en tenant compte : 1) du fait que le nucléon impair est un neutron ; 2) des facteurs statistiques ; 3) en utilisant un puits carré pour le calcul de la partie radiale des fonctions d'ondes, nous avons trouvé un nouveau facteur d'interdiction $F'w \sim 7$; malheureusement, dans le cas semblable de la transition de 1289 keV dans le ^{41}K les mêmes améliorations conduisent encore à un facteur $F'w \sim 17$.

Les modèles existant prévoient donc malgré quelques améliorations des valeurs trop grandes pour les probabilités de transition $\gamma\ M_2$ (pures) dans les noyaux sphériques ou quasi-sphériques.

Parmi les « exceptions », on peut expliquer le cas du ^{73}Ge dont le niveau 7/2+ (final) présente la configuration $(g\ 9/2)^3_{7/2}$ et ne peut être lié à l'état initial $p^{3/2}$ par un opérateur à une particule ; la transition est donc interdite dans un modèle de particules indépendantes. Un argument semblable est peut-être valable pour la transition M_2 du ^{205}Pb. En ce qui concerne la transition de 3,86 MeV dans le ^{13}C, nettement accélérée, il

TRANSITIONS $M2$ « PURES » — NOYAUX DÉFORMÉS

$P_w = 0{,}825 \times 10^8\ A^{2/3}\ E^5$

$P_N = 1{,}37 \times 10^6\ A^{1/3}\ E^5\ |<|>|^2\ G^2_{M_2}$

TABLEAU 2

NOYAU	ÉNERGIE (keV)	ÉTAT INITIAL	ÉTAT FINAL	$F_w = \frac{P_w}{P_{exp}}$	$F_N = \frac{P_N}{P_{exp}}$	OBS.
^{181}Ta	476	$\frac{5}{2}\frac{5}{2}+$ [402]	$\frac{9}{2}\frac{9}{2}-$ [514]	~ 61	~ 59	Détermination imprécise du rapport d'embranchement
^{181}W	366	$\frac{5}{2}\frac{5}{2}-$ [512]	$\frac{9}{2}\frac{9}{2}+$ [624]	480	42	Neutron imp.
^{182}W	1 289	2—	0+	$10^2 - 10^3$	—	Détermination imprécise du rapport d'embranchement
^{183}W	102,5	$\frac{9}{2}\frac{9}{2}+$ [624]	$\frac{7}{2}\frac{1}{2}-$ [510]	$1{,}1 \times 10^7$	—	Neutron impr. Interdiction $K \to \Delta K = 4$
^{183}Re	496	$\frac{9}{2}\frac{9}{2}-$ [514]	$\frac{5}{2}\frac{5}{2}+$ [402]	140	120	
^{187}Re	206	$\frac{9}{2}\frac{9}{2}-$ [514]	$\frac{5}{2}\frac{5}{2}+$ [402]	$\geqslant 75$	$\geqslant 65$	
^{190}Os	38,4	10—	8+	$2{,}6 \times 10^8$	—	Interdiction $K \to \Delta K = 10$
^{237}Np	234	$\frac{3}{2}\frac{3}{2}-$ [521]	$\frac{7}{2}\frac{7}{2}+$ [624]	48	0,42	

semble bien qu'elle soit une transition de particule étant donné la largeur du niveau 5/2+ (on n'observe pas dans le ^{13}N la transition M_2 possible de 3,56 MeV, bien que la structure des niveaux soit la même).

Pour les noyaux déformés (tableau 2), la comparaison avec les prévisions de Nilsson s'impose. On ne connaît pas les variations de déformation du noyau entre l'état initial et l'état final et on n'a pas, en général, un nombre suffisant d'informations, même sur l'état fondamental du noyau (moments quadrupolaires, moments magnétiques, bandes de rotation) or, les éléments de matrice des opérateurs de transition électromagnétiques sont très sensibles parfois à de petites variations des fonctions d'onde. Nous avons cependant calculé un ordre de grandeur des probabilités de transitions en prenant la même déformation pour les états initiaux et finaux.

On constate que des transitions M_2 pures des noyaux impairs ^{181}Ta, ^{181}W, ^{183}Re et ^{137}Re, possèdent un facteur d'interdiction du même ordre de grandeur que celles trouvées dans les noyaux sphériques, 59, 42, 120 > 65 respectivement. Seule, la transition de 234 keV dans le ^{237}Np ne semble pas retardée.

Comme le confirme l'étude des transitions mixtes $E_1 + M_2$ [8, 9] on peut malgré la pauvreté du matériel expérimental distinguer quatre sortes de transitions M_2.

1° Celles qui sont retardées par une règle de sélection spéciale (^{73}Ge, ^{190}Os, ^{183}W').

2° Celles assez bien groupées qui sont retardées d'un facteur $5 \leqslant F \leqslant 200$.

3° Celles qui ne semblent pas être retardées (M_2 pure du ^{237}Np).

4° Celles qui sont accélérées.

Il est évident que de nouvelles déterminations expérimentales sont nécessaires pour clarifier cette question des probabilités de transition γM_2.

BIBLIOGRAPHIE

[1] GOLDHABER (M.) et SUNYAR (S. W.), Beta and gamma rays spectroscopie. K. Siegbahn, p. 453. North Holland Publishing Co., 1955.
[2] BLATT (J. M.) et WEISSKOPF (V. F.), Theoretical Nuclear Physics, Wiley, chap. XII, 1952.
[3] NILSSON (S. G.), *Kgl. Dansk. Videnskab. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, 1955, **29**, n° 16.
[4] BERLOVICH (E. Y.), KLEMENTYEV (V. N.), KRASNOV (L. V.), NIKITIN (M. K.) et YURSIK (I.), *Nuclear Physics*, 1961, **23**, 481.
[5] DE SHALIT (A.) et GOLDHABER (M.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 1211.
[6] SCHARDT (A. W.), *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 398.
[7] SIEKMAN (J. G.), *Thèse*, Groningen, 1959.
[8] FOUCHER (R.), *Thèse*, Paris, 1961.
[9] FOUCHER (R.) et DE PINHO (A. G.), A paraître.

INTERPRÉTATION DES NOYAUX DE SPIN 1/2 COMME ROTATEURS ASYMÉTRIQUES

Par JEAN VERVIER
C. E. N., Mol (Belgique).

Résumé. — La théorie de Davydov sur les niveaux d'énergie des noyaux impairs de spin 1/2 considérés comme rotateurs asymétriques est comparée avec les données expérimentales ; un bon accord est généralement obtenu.

Abstract. — The theory of Davydov on the energy levels of odd nuclei with spin 1/2 considered as asymmetric rotors is compared with experimental data ; good agreement is generally found.

Les niveaux d'énergie d'un grand nombre de noyaux pairs-pairs généralement situés entre les couches fermées et les régions de grande déformation ont été interprétés avec succès par le modèle de DAVYDOV et FILIPPOV [1] comme ceux d'un rotateur asymétrique. DAVYDOV [2] a étendu cette théorie aux noyaux impairs pour lesquels le spin j du nucléon impair est 1/2 ; il obtient de la sorte les niveaux d'énergie de ces noyaux en fonction de trois paramètres : γ, le paramètre d'asymétrie, λ, constante de proportionnalité du couplage rotation-particule et l'unité d'énergie $\hbar^2/B\beta^2$ liée au moment d'inertie.

Dans ce modèle, les probabilités de transition par excitation coulombienne du niveau fondamental 1/2 vers les premiers niveaux 5/2 et 3/2 de la bande de rotation, $B(E2\,;\,1/2 \rightarrow 5/2)$ et $B(E_2\,;\,1/2 \rightarrow 3/2)$ sont plus élevées que les estimations du modèle en couche à une particule et sont dans un rapport qui varie avec γ et est égal à 1,5 à quelques pour cent près, tandis que $B(M1\,;\,3/2 \rightarrow 1/2) = 0$. Ces diverses prédictions théoriques sont assez bien vérifiées pour quelques noyaux impairs de spin 1/2 comme le montre la figure 1. Dans les cas du ^{57}Fe et ^{199}Hg, des valeurs expérimentales des $B(E2\,;\,1/2 \rightarrow 3/2)$ on peut déduire les moments quadrupolaires intrinsèques, ce qui donne respectivement : $|Q_0| = 0{,}925$ et 2,34 barns ; par d'autres méthodes [3, 4], on obtient respectivement $0{,}95 < |Q_0| < 1{,}6$ barn et $|Q_0| = 2{,}41$ barns.

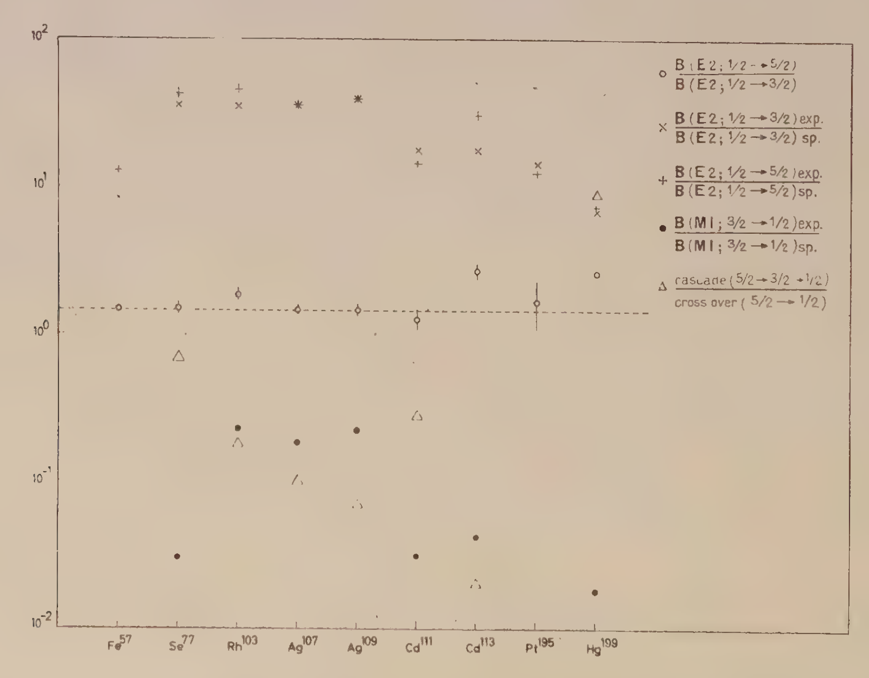


FIG. 1. — Probabilités réduites de transition $E2$ et $M1$ entre les premiers membres 3/2 et 5/2 de la bande de rotation basée sur le niveau fondamental dans les noyaux de spin 1/2. La ligne en traits interrompus représente le rapport $B(E2\,;\,1/2 \rightarrow 5/2)/B(E2\,;\,1/2 \rightarrow 3/2)$ donné par la théorie de Davydov [2]. Les divers points représentent les valeurs expérimentales. Les quantités $B(E2)_{sp}$ et $B(M1)_{sp}$ représentent les probabilités réduites de transition calculées d'après le modèle en couches à 1 particule. Les valeurs expérimentales des $B(E2)$ et $B(M1)$ sont tirées des Nuclear Data Sheets [4] et des références récentes signalées par le même groupe.

TABLEAU I

Noyau impair de spin 1/2				Noyaux pairs-pairs voisins					
Noyau	γ (°)	λ	$\frac{\hbar^2}{B\beta^2}$ (MeV)	Noyau	γ (°)	$\frac{\hbar^2}{B\beta^2}$ (MeV)	Noyau	γ (°)	$\frac{\hbar^2}{B\beta^2}$ (MeV)
$_{26}Fe^{57}_{31}$	17	— 0,470	0,188	$_{26}Fe^{56}_{30}$	17	0,704	$_{26}Fe^{58}_{32}$	28	0,540
$_{34}Se^{77}_{43}$	27	0,330	0,253	$_{34}Se^{76}_{42}$	26,5	0,337	$_{34}Se^{78}_{44}$	27	0,41
$_{45}Rh^{103}_{58}$	25	0,110	0,239	$_{44}Ru^{102}_{58}$	25,5	0,332	$_{44}Ru^{104}_{60}$	24,5	0,256
$_{47}Ag^{107}_{60}$	27	0,150	0,260	$_{46}Pd^{106}_{60}$	26,5	0,351	$_{46}Pd^{108}_{62}$	26,5	0,295
$_{47}Ag^{109}_{62}$	27	0,165	0,252	$_{46}Pd^{108}_{62}$	26,5	0,295	$_{46}Pd^{110}_{64}$	26,5	0,256
$_{48}Cd^{111}_{63}$	27	0,310	0,342	$_{48}Cd^{110}_{62}$	26	0,453	$_{48}Cd^{112}_{64}$	27	0,418
$_{48}Cd^{113}_{65}$	27	0,350	0,318	$_{48}Cd^{112}_{64}$	27	0,418	$_{48}Cd^{114}_{66}$	26,5	0,380
$_{52}Te^{123}_{71}$	26	0,090	0,223	$_{52}Te^{122}_{70}$	26	0,387	$_{52}Te^{124}_{72}$	26,5	0,415
$_{52}Te^{125}_{73}$	27	0,880	0,195	$_{52}Te^{124}_{72}$	26,5	0,415	$_{52}Te^{126}_{74}$	27	0,450
$_{78}Pt^{195}_{117}$	30	0,150	0,077	$_{78}Pt^{194}_{116}$	30	0,219	$_{78}Pt^{196}_{118}$	30	0,236
$_{80}Hg^{199}_{119}$	24	— 0,140	0,131	$_{80}Hg^{198}_{118}$	24	0,302	$_{80}Hg^{200}_{120}$	24	0,266

Fig. 2. — Comparaison entre les spectres théoriques des noyaux de spin 1/2 considérés comme rotateurs asymétriques et les niveaux d'énergie connus expérimentalement. Les lignes en traits interrompus indiquent les niveaux qui ont servi de base pour le calcul de λ et $\hbar^2/B\beta^2$.

Ces diverses indications rendent plausible l'interprétation des niveaux 3/2 et 5/2, considérés dans la figure 1, comme membres de la bande de rotation basée sur le niveau fondamental.

Pour pouvoir déterminer les 3 paramètres γ, λ et $\hbar^2/B\beta^2$ du modèle de Davydov [2], on doit identifier 3 membres au moins de la bande de rotation en plus du niveau fondamental, ce qui est rarement réalisé. Si on suppose que γ est le même pour les noyaux impairs de spin 1/2 que pour les noyaux pairs-pairs voisins, ce qui est probablement réalisé en première approximation comme il résulte de la théorie de Davydov [2], on peut calculer λ et $\hbar^2/B\beta^2$ à partir des énergies des 2 premiers membres 3/2 et 5/2 de la bande ; les résultats de calculs de ce genre sont repris au tableau 1. On remarque, d'une part que λ peut prendre des valeurs élevées, d'autre part que $\hbar^2/B\beta^2$ est systématiquement plus petit pour les noyaux impairs que pour les pairs-pairs voisins, comme pour les noyaux déformés à symétrie axiale. Les valeurs ainsi obtenues pour γ, λ et $\hbar^2/B\beta^2$ peuvent être utilisées pour calculer l'énergie des divers membres de la bande de rotation ; les résultats de ces calculs sont comparés dans la figure 2 avec la position des niveaux d'énergie connus expérimentalement pour quelques noyaux [4]. On voit qu'un certain nombre de ces niveaux peuvent être identifiés comme membres de la bande de rotation. L'accord est meilleur pour les noyaux où λ est petit (^{107}Ag, niveaux 3/2 et 7/2 ; ^{109}Ag, 3/2 et 7/2 ou 5/2 ; ^{195}Pt, 3/2 et 5/2 ; ^{199}Hg, 3/2). Pour les autres noyaux, un meilleur accord entre la théorie et l'expérience pourrait sans doute être obtenu en étudiant la perturbation du couplage rotation-particule à un ordre supérieur au premier comme le fait Davydov dans sa théorie [2]. Il est néanmoins possible d'identifier certains niveaux de rotation même si λ est grand (^{57}Fe, ^{77}Se, ^{123}Te, niveau 3/2 ; ^{125}Te, 2 niveaux 5/2).

Si on admet les identifications de divers membres de la bande de rotation basée sur le niveau fondamental suggérées par la figure 2 et indiquées plus haut, 3 niveaux de la bande de rotation sont connus en plus du fondamental, et on peut calculer γ, λ et $\hbar^2/B\beta^2$; les résultats de calculs de ce genre pour les noyaux où λ est petit sont repris au tableau 2.

TABLEAU II

Noyau	γ (°)	λ	$\frac{\hbar^2}{B\beta^2}$ (MeV)	Énergie des niveaux Théorie	Énergie des niveaux Expérience
$_{47}\mathrm{Ag}^{107}_{60}$	26,7	0,150	0,260	$\frac{7}{2}$: 0,943	(?) : 0,940
$_{47}\mathrm{Ag}^{109}_{62}$	28,3	0,158	0,254	$\frac{5}{2}$: 0,825	$\left(\frac{5}{2},\frac{7}{2}\right)$: 0,860
$_{78}\mathrm{Pt}^{195}_{117}$	30	0,150	0,077	$\frac{5}{2}$: 0,242	$\frac{5}{2}$: 0,240
$_{80}\mathrm{Hg}^{199}_{119}$	25 —	0,180	0,215		

Les valeurs ainsi obtenues pour γ sont proches de celles des noyaux pairs-pairs voisins, ce qui justifie l'hypothèse à la base de la figure 2. La position d'un quatrième membre de la bande de rotation calculée à partir de ces nouvelles valeurs de γ, λ et $\hbar^2/B\beta^2$ est également en bon accord avec les résultats expérimentaux.

En conclusion, certains résultats expérimentaux sur les probabilités de transition $M1$ et $E2$ et les énergies de quelques niveaux des noyaux impairs de spin 1/2 sont en accord avec la théorie de Davydov sur les niveaux d'énergie d'un rotateur asymétrique. Certains écarts pourraient sans doute être réduits par un raffinement de cette théorie et un plus grand nombre de données expérimentales sont nécessaires pour confirmer son applicabilité [5].

BIBLIOGRAPHIE

[1] Davydov (A. S.) et Filippov (G. F.), *Nuclear Physics*, 1958, **10**, 440.
[2] Davydov (A. S.), *Nuclear Physics*, 1960, **16**, 597.
[3] Bersohn (R.), *Phys. Rev.*, Letters, 1960, **4**, 609.
[4] Way (K.) et al., Nuclear Data Sheets, National Academy of Sciences, National Research Council, Washington.
[5] Une version plus détaillée de la présente communication est en préparation sous forme de rapport C. E. N.

DÉTERMINATION DU SPIN DE NIVEAUX DE ^{116}In ET ^{178}Hf PAR DIFFUSION RÉSONNANTE DE NEUTRONS LENTS

Par H. CEULEMANS et F. POORTMANS,
C. E. N., Mol.

Résumé. — Avec un spectromètre à cristal pour neutrons lents nous avons entrepris la mesure de Γ_n/Γ de résonances neutroniques afin de déterminer leur spin J. Les résultats obtenus sont : $J = 5$ pour le niveau à 1,45 eV dans ^{115}In + n (valeur déjà connue) et respectivement $J = 3$, $J = 4$ pour les niveaux à 1,1 eV et 2,4 eV de (^{177}Hf + n).

Abstract. — We measured Γ_n/Γ in some neutron resonances with a slow neutron crystal spectrometer in order to determine the spin J. Results obtained are $J = 5$ for the 1.45 eV resonance in ^{115}In + n (verification of a known value) and $J = 3$, $J = 4$ for the 1.1 eV and 2.4 eV resonances in ^{177}Hf + n.

Par bombardement d'un noyau lourd avec des neutrons lents on met en évidence dans le noyau composé ainsi formé des niveaux ayant une énergie d'excitation de 5 à 7 MeV environ et très rapprochés l'un de l'autre.

Les paramètres d'un grand nombre de ces niveaux sont en général assez bien connus [6], exception faite pour le spin.

L'importance du spin provient notamment du fait que sa détermination permet de séparer les deux distributions (une pour chaque état de spin) de la largeur de diffusion, Γ_n, de la distance moyenne $\bar{D}$ et de la « strength function » $< \frac{\bar{\Gamma}_n^0}{\bar{D}} >$; si l'on ignore le spin, les deux distributions sont intimement mélangées et la comparaison avec la théorie est difficile [1]. La mesure du spin des niveaux de résonances est en général très difficile. Plusieurs méthodes ont été proposées mais aucune n'est d'application générale. Dans la méthode que nous avons adoptée, on mesure le signal de diffusion à l'énergie de résonance et on en déduit Γ_n/Γ (Γ = largeur totale). Cette valeur combinée avec celles de l'énergie de la résonance E_0 et de σ_0 (section efficace à l'énergie E_0) obtenues par des mesures de transmission fournit g, le facteur statistique : $2g = (2J + 1)/(2I + 1)$ où J est le spin du niveau composé et I le spin du noyau-cible. On sait qu'à basse énergie, seuls des neutrons s participent à la formation du noyau composé de sorte que les valeurs de J sont réduites à $J = I \pm 1/2$. Dans ces conditions même avec des résultats de mesures relativement peu précis on peut encore déduire la valeur correcte de g.

La mesure de Γ_n/Γ a été faite en utilisant comme source de neutrons mono-cinétiques un spectromètre à cristal placé au réacteur BR1. Le faisceau neutronique bombarde un échantillon mince placé au milieu d'un détecteur annulaire formé par huit compteurs au BF_3 ayant un diamètre de 5 cm et une longueur de 50 cm. L'ensemble est mis dans une enceinte sous vide pour éliminer la diffusion par l'air. La géométrie est telle que les neutrons diffusés par l'échantillon sont détectés dans un angle solide très grand ($0,95 \times 4\pi$). Les taux de comptage du détecteur de diffusion sont de l'ordre de 0,6 c. p. s. à 1eV pour une transmission de 0,9, un rapport Γ_n/Γ de 0,1 environ, une résolution en énergie de 4 % et un fond continu de 0,3 c. p. s. Ces chiffres sont valables pour un flux central du réacteur de 2.10^{12} n/cm^2.s.

La valeur de Γ_n/Γ est obtenue en comparant les taux de comptage obtenus avec l'échantillon et avec un standard ; pour ce dernier, nous avons adopté le Pb. Si N_x et N_{Pb} sont les taux de comptage respectivement pour l'échantillon étudié et pour le Pb, et T_x et T_{Pb} les valeurs des transmissions obtenues avec la même résolution on a :

$$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma}\right)_x = \frac{N_x}{1 - T_x} \cdot \frac{1 - T_{Pb}}{N_{Pb}} \cdot F$$

F est un facteur de correction qui tient compte des neutrons absorbés après diffusion et est très voisin de 1 si $T \geqslant 0,9$. De toute façon F peut être déduit assez facilement de la valeur de T_x et de la variation de T_x avec l'épaisseur.

Pour vérifier la méthode, nous avons étudié la résonance à 1,45 eV dans ^{115}In + n dont le spin $J = 5$ était déjà connu, pour différentes épaisseurs de l'échantillon, afin de déceler une éventuelle variation du résultat en fonction de l'épaisseur. Les mesures ont montré que cet effet était négligeable pour $T \geqslant 0,7$. La mesure suivante avait pour but de déterminer le spin des résonances dans ^{177}Hf + n à 1,1 eV et 2,4 eV. Ces résonances ont fait l'objet d'une étude poussée par Igo et Landon [3] et de très bons résultats de mesures de transmission sont disponibles. Ces auteurs avaient trouvé des valeurs de Γ_γ diffé-

TABLE I

Épaisseur (at/cm²)	Résonance a 1,1 eV T	g	Résonance a 2,4 eV T	g
1,71 10^{19}	0,949 ± 0,001	0,48 ± 0,05	0,955 ± 0,001	0,74 ± 0,05
3,04 10^{19}	0,909 ± 0,001	0,46 ± 0,04	0,916 ± 0,001	0,64 ± 0,04
3,80 10^{19}	0,888 ± 0,002	0,36 ± 0,04	0,896 ± 0,002	0,54 ± 0,03

rentes pour ces deux niveaux. Nous avons trouvé des valeurs de spin différentes et notamment ($I - 1/2 = 3$) pour le niveau à 1,1 eV et ($I + 1/2 = 4$) pour le niveau à 2,4 eV.

Pour obtenir ce résultat on est parti des données suivantes [3] :

— pour la première résonance :

$$E_0 = 1{,}1 \text{ eV}, \sigma_0 = 6\,650 \text{ b} ;$$

— pour la deuxième résonance :

$$E_0 = 2{,}4 \text{ eV}, \sigma_0 = 13\,500 \text{ b}.$$

Les taux de comptage des neutrons diffusés ont été mesurés pour trois épaisseurs différentes et les valeurs obtenues pour g à partir de ces mesures sont données dans la table 1, ainsi que les transmissions. Notons que les valeurs théoriques possibles pour g sont : 0,4375 pour $J = 3$ et 0,5625 pour $J = 4$.

On voit que les valeurs obtenues avec l'échantillon le plus mince sont nettement trop grandes. Ceci est essentiellement dû aux taux de comptage trop faibles obtenus avec cet échantillon. Les autres valeurs sont par contre concluantes. Le cas du ^{178}Hf est donc semblable à celui de ^{116}In pour lequel il a été établi que pour deux résonances des valeurs de spin différentes [4] correspondait à des valeurs de Γ_γ différentes [5]. (Γ_γ = largeur de capture).

BIBLIOGRAPHIE

[1] Seth (K. K.), *Nucl. Physics*, 1961, **24**, 169-175.
[2] Pollak (H.), Ceulemans (H.) et Nève de Mévergnies (M.), *Bull. Soc. Belge Physique*, 1961, sér. 2, n° 9.
[3] Igo (G.) et Landon (H. H.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 726.
[4] Stolovy (A.), *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 211.
[5] Landon (H. H.) et Sailor (V. L.), *Phys, Rev.*, 1955 **98**, 1267.
[6] Hughes et Schwartz, AECD-BNL 325.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 708.

ÉTUDE PAR TEMPS DE VOL DES RÉSONANCES NEUTRONIQUES DU RHODIUM 103 ENTRE 4 eV ET 10 keV

Par P. RIBON, Z. DIMITRIJEVICK, A. MICHAUDON et P. WAGNER,
C. E. N., Saclay.

Résumé. — La section efficace totale du rhodium 103 a été mesurée, par temps de vol, de 5 eV à 10 keV, en utilisant l'accélérateur linéaire d'électrons de Saclay comme source de neutrons pulsée et un détecteur à gamma de capture du ^{10}B.

A haute énergie la mesure a été faite avec une résolution de 2,5 nanosecondes/mètre.

L'analyse des résultats porte sur la détermination des paramètres des résonances à basse énergie et sur l'espacement des niveaux.

Abstract. — The rhodium-103 total cross-section has been measured by the time of flight method, from 5 eV to 10 keV, using the Saclay electron linear accelerator as a pulsed neutron source and a ^{10}B capture gamma-ray detector.

At high energy the resolution was 2.5 nanoseconds/metre.

The analysis of the results yields the resonance parameters at low energy and the level spacings.

La section efficace neutronique totale du ^{103}Rh a été mesurée, de 5 à 11 000 eV, par la méthode du temps de vol, en utilisant l'accélérateur linéaire à électrons de Saclay comme source de neutrons pulsée. Les premières mesures effectuées en juillet 1960 ont été reprises et complétées en fé-

vrier 1961 ; en particulier, nous avons utilisé 4 épaisseurs d'échantillons s'échelonnant de 0,25 à 13 g/cm².

La résolution nominale est de 10 ns/m jusqu'à 75 eV, de 5 ns/m au-dessous de 320 eV et de 2,5 ns/m au-dessus.

Le schéma de principe du dispositif de mesure de transmission est représenté par la figure 1. La

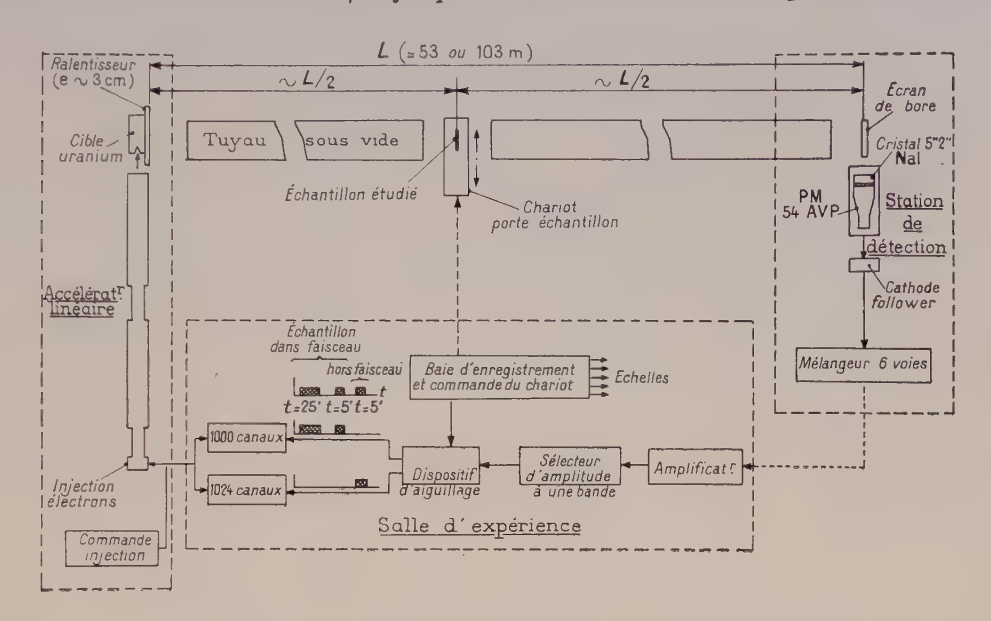


FIG. — Mesures de sections efficaces totales. (Disposition générale).

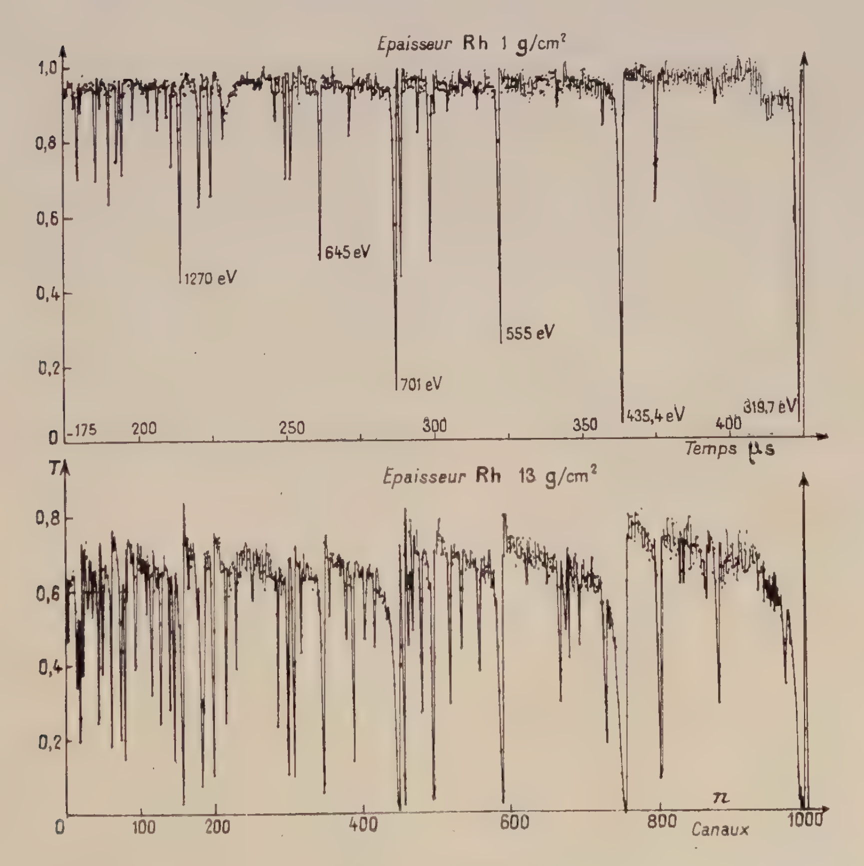


FIG. 2. — Transmission en fonction du temps de vol. Résolution 2,5 ns/m de 1 930 à 317 eV.

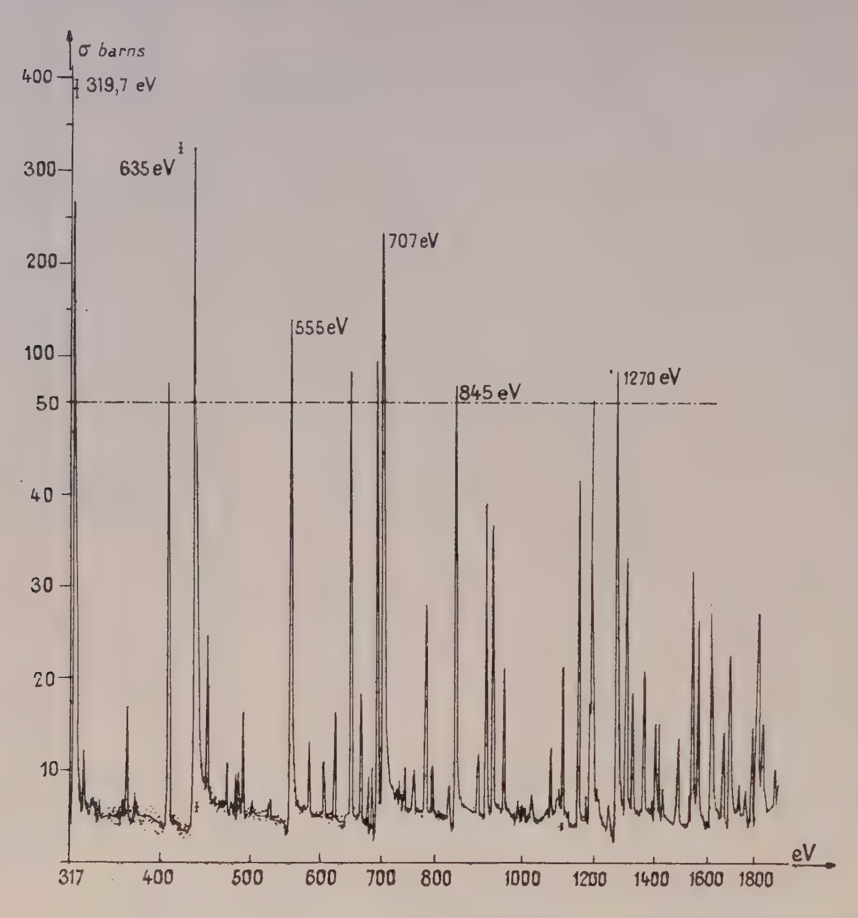


FIG. 3. — Section efficace du ^{103}Rh de 317 à 1 927 eV.

longueur de la base de vol était, selon les cas, de 50 ou de 100 m. Afin d'avoir le meilleur taux de comptage, l'échantillon est placé à peu près à mi-distance pour des raisons de géométrie. Les collimations ne sont pas représentées sur la figure.

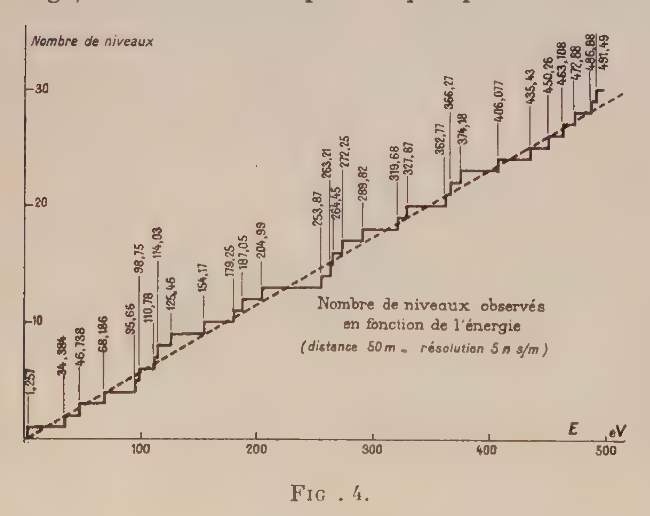


FIG . 4.

Le détecteur était constitué par un écran de bore enrichi à 92 % en bore 10 ; le gamma de 470 keV de désexcitation du ^{7*}Li était détecté par un des 6 ensembles cristal NaI-photomultiplicateur qui entouraient l'écran de bore. Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, nous ne comptons que les impulsions correspondant au pic photoélectrique, grâce à un sélecteur d'amplitude à une bande.

Le taux de comptage horaire par canal à 50 m était de 23 000 coups/μs² pour une surface de l'échantillon de 100 cm², à 100 eV, la fréquence de répétition de l'accélérateur étant de 250 bouffées par seconde.

Pour éliminer les dérives et d'éventuelles déformations du spectre, et faire la normalisation, nous utilisions deux sélecteurs à temps de vol, l'un accumulant pendant la transmission, (25′ + 5′), l'autre pendant le spectre (5′), un chariot déplaçant l'échantillon. L'ensemble était commandé par une « baie d'enregistrement » équipée d'une horloge

Après déduction des bruits de fond et normalisation, nous obtenons, pour chaque gamme d'énergie, les transmissions normalisées pour différentes épaisseurs. Par exemple, la figure 2 représente la transmission d'écrans de Rh d'épaisseurs 13 et 1 g/cm² en fonction du temps de vol pour des énergies

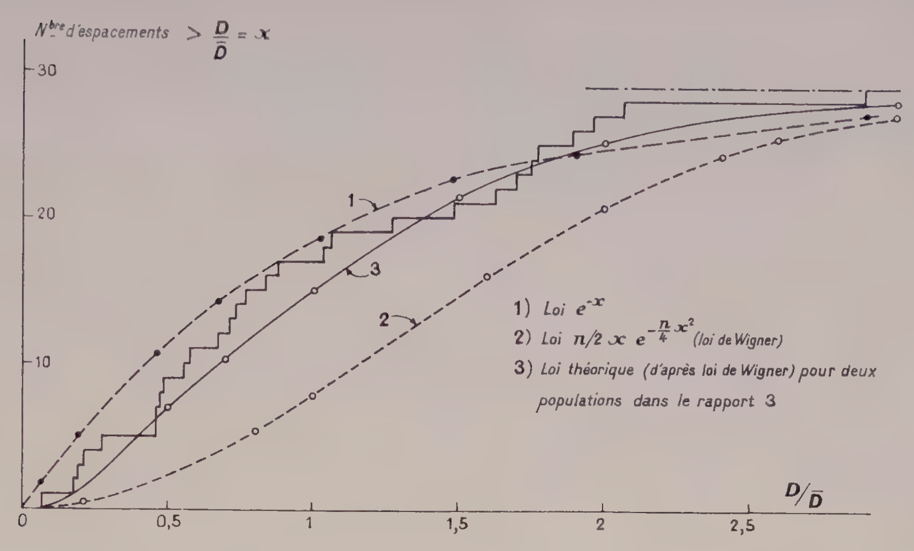


Fig. 5. — Distribution des espacements des niveaux (pour les 29 premiers).

comprises entre 1930 et 317 eV. D'où nous pouvons déduire la section efficace donnée par la figure 3 pour la même gamme d'énergie.

Nous avons commencé le dépouillement systématique des résultats obtenus. En particulier, en n'utilisant que les résultats à 50 m, nous identifions 29 résonances entre 20 et 500 eV. Le nombre de résonances en fonction de l'énergie (figure 4) est un histogramme régulièrement croissant, et il semble que l'on identifie bien toutes les résonances dans cette gamme d'énergie, ce qui permet d'étudier la distribution des espacements entre résonances pour les 29 premiers niveaux (*fig.* 5) et de donner : $2(2J+1)\bar{D} = 68$ eV.

L'histogramme se situe entre la courbe 1, loi e^{-x}, ($x = D/\bar{D}$), et la courbe 2, loi de Wigner. Cette dernière n'est en fait valable que pour l'espacement entre niveaux de même spin ; or le spin du ^{103}Rh étant $J = 1/2$, on a $J' = 0$ ou 1 pour des résonances « *s* ». Si on admet que la loi de Wigner est exacte, que l'on a 2 familles indépendantes de résonances « *s* » de spins 0 et 1, que le nombre de résonances est proportionnel à $2J' + 1$ (ici respectivement à 1 et 3), on peut calculer la loi théorique de distribution des niveaux : courbe 3.

Cette dernière explique le mieux l'histogramme, sans que l'on puisse dire si les écarts sont significatifs. L'identification des résonances au-delà de 500 eV permettra de préciser ces résultats.

La détermination des paramètres des résonances est en cours, et n'a été faite jusqu'à présent que pour quelques-unes. Nous donnons ci-dessous quelques valeurs :

E_0	σ_0	Γ	$2g\Gamma_n$
46,74	124 ± 15	174 ± 16	0,77 ± 0,05
68,19	31 ± 5	185 ± 15	0,31 ± 0,05
95,66	240 ± 30	205 ± 20	3,60 ± 0,30

Nous tenons à remercier Messieurs Asfaux et Girard pour l'aide qu'ils nous ont apportée, ainsi ue toute l'équipe de l'accélérateur linéaire.

CONTRIBUTION A LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES DES RÉSONANCES NEUTRONIQUES DE L'URANIUM 235

Par A. MICHAUDON et P. RIBON,
C. E. N., Saclay.

Résumé. — La section efficace de fission de ^{235}U mesurée par temps de vol et déjà publiée a fait l'objet d'une analyse de forme, par la méthode des moindres carrés, en admettant que les résonances sont du type Breit-Wigner à 1 niveau élargies par effet Doppler. Des valeurs de σ_{0f} et Γ sont ainsi calculées pour plusieurs résonances.

En complément la transmission de ^{235}U a été mesurée par temps de vol entre 8 et 22 eV, avec une résolution de 0,01 µs/cm. On obtient ainsi la série complète de paramètres (spin excepté) pour cinq résonances. Une grande dispersion dans les valeurs de Γ_γ est observée.

Abstract. — The ^{235}U fission cross-section, measured by time of flight and already published, has been shape-analysed by the least-squares methods assuming that the resonances are of the Breit-Wigner one-level type broadened by Doppler effect. σ_{0f} and Γ values are given for several resonances.

In addition, the transmission of ^{235}U has been measured between 8 and 22 eV with a resolution of 0,01 µs/m. The complete set of parameters (spin excepted) is thus obtained for five resonances. A large dispersion of Γ_γ values is observed.

La mesure de la section efficace de fission de l'uranium-235, déjà publiée, et qui avait fait l'objet d'une analyse de surface donnant la valeur de $\sigma_{0f}\Gamma$ pour une série de résonances entre 8 et 96 eV [1], a été soumise à une analyse de forme.

Il est bien établi que les résonances de fission de même spin, du fait du faible nombre de voies de sortie ν du phénomène de fission, interfèrent. La formule de Breit et Wigner à un niveau n'est donc pas applicable pour rendre compte de la forme exacte des résonances. Cependant, dans le cas où elles sont suffisamment bien séparées, et où le phénomène d'interférence est faible, cette formule peut conduire à une bonne valeur des paramètres.

Dans les gammes d'énergie où cette hypothèse semble vérifiée, la courbe expérimentale a été ajustée par la méthode des moindres carrés (*) à une somme de fonctions Ψ à laquelle a été ajouté un terme constant pour tenir compte du résidu de section efficace.

$$\sigma_{\exp(E)} = a + \sum_{i=1}^{i=n} \sigma_{0fi}\, \psi_i(\Delta'', E)$$

n variant de 1 à 4 au maximum.

$$\psi = \frac{1}{1+\left(\dfrac{E-E_0}{\Gamma/2}\right)^2} * \frac{1}{\Delta'\sqrt{\pi}}\, e^{-(E/\Delta')^2} * \frac{1}{R}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\, e^{-2E^2/R^2}.$$

— Le premier terme représente la formule de Breit et Wigner à un niveau. — Le deuxième terme représente l'élargissement dû à l'effet Doppler (correction faite de température effective correspondant à une température de Debye des oxydes d'uranium évaluée à 600 °K). — Le troisième terme représente l'élargissement dû à la résolution expérimentale, supposée gaussienne.

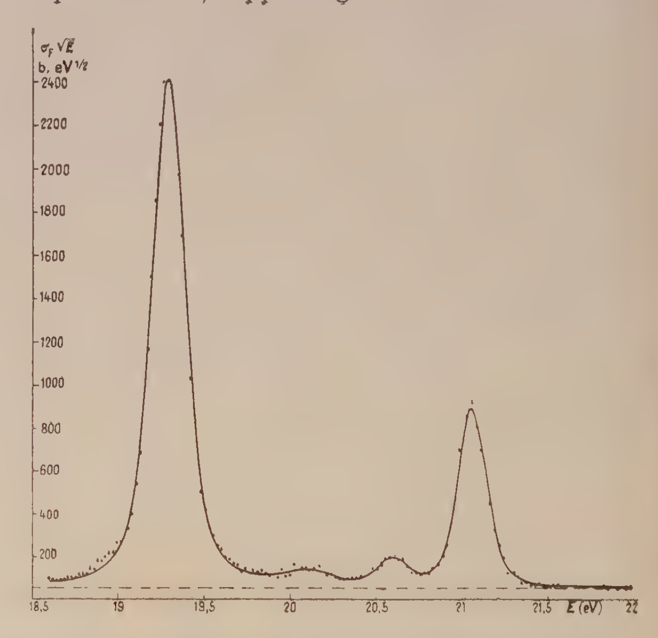


Fig. 1. — Section efficace de fission de ^{235}U. Groupe de 4 résonances (19,3-20,13-20,6-21,06 eV). Comparaison des valeurs expérimentales à une courbe théorique (somme de 4 fonctions ψ dont les paramètres ont été obtenus par la méthode des moindres carrés).

Les deux derniers termes peuvent être groupés en une seule gaussienne de paramètre Δ'' connu.

$$\Delta'' = \sqrt{\Delta'^2 + (R^2/2)}$$

(*) Le programme a été écrit par M. Lago et Mlle Thouvenin du Service de Calcul Électronique de Saclay.

E_0 (eV)	Γ (meV)	σ_{0F} (barns)	σ_0 (barns)	$2g\,\Gamma_n$ (meV)	Γ_F (meV)	Γ_γ (meV)	$\eta/\bar{\nu}$ (1)	$\eta/\bar{\nu}$ (2)
12,40	61 ± 6	772	2 210 ± 300	1,29 ± 0,09	21 ± 3	38 ± 6	0,35	0,39 0,03
15,41	106 ± 10	112	260 ± 50	0,33 ± 0,06	45 ± 10	61 ± 10	0,42	0,52 ± 0,10
16,10	55 ± 7	182	640 ± 120	0,43 ± 0,04	16 ± 5	39 ± 7	0,29	0,28 ± 0,05
16,69	117 ± 12	120	205 ± 40	0,30 ± 0,05	68 ± 12	49 ± 12	0,58	$0{,}50^{+0{,}05}_{-0{,}07}$
18,05	116	103						
19,29	108 ± 7	947	2 150 ± 200	3,45 ± 0,25	48 ± 6	57 ± 9	0,45	0,43 ± 0,02
20,10	290	17						
20,60	72	62						
21,06	56	500						
22,93	81	140						
27,80	101	160						
28,35	181	26						
29,63	122	27						
30,57	126	38						
30,85	36	165						
32,06	107	340						
33,52	80	317						
35,18	207	490						

PARAMÈTRES DES RÉSONANCES DE ^{235}U

1) Valeur de $\frac{\eta}{\bar{\nu}} = \frac{\Gamma_F}{\Gamma_F + \Gamma_\gamma}$ calculée à partir des paramètres

2) Valeur de $\frac{\eta}{\bar{\nu}}$ mesurée directement (Harwell)

d'où :

$$\psi = \frac{1}{1 + \left(\frac{E - E_0}{\Gamma/2}\right)^2} * \frac{1}{\Delta'' \sqrt{\pi}} e^{-(E/\Delta'')^2}.$$

Les calculs ont été conduits sur le calculateur électronique Ferranti du C. E. N. de Saclay. Un exemple de comparaison entre la courbe théorique donnant le meilleur ajustement et les points expérimentaux est présenté figure 1.

Cette méthode a permis d'obtenir les valeurs séparées des paramètres σ_{0f} et Γ pour chaque résonance. Les résultats sont reportés dans le tableau 1.

D'autre part, la section efficace totale de l'uranium-235 a été mesurée par transmission d'échantillons de UF_4 enrichi à 92,9 %. L'appareillage et la méthode utilisés sont les mêmes que ceux décrits dans une communication présentée à ce même colloque [2].

Conditions de la mesure : résolution nominale : 0,01 µs/m ; épaisseurs des échantillons :

$$1'/N = 1\ 109 \text{ barns/atome} ;$$

$1/N = 583$ barns/atome ; gamme d'énergie : de 8 22 eV.

Cinq résonances (12,4 eV-14,51 eV-16,10 eV-16,69 eV-19,29 eV) ont été analysées par la méthode des aires partielles [3] [4] particulièrement utile ici, et quand ce fut possible, à l'aide du minimum de transmission.

Un exemple de détermination des paramètres est donné en figure 2. Une bonne convergence des courbes est obtenue pour les résonances à 12,4 eV et 19,29 eV. Pour les trois autres résonances on obtient σ_0 connaissant Γ déterminé par l'analyse de forme de la section efficace de fission.

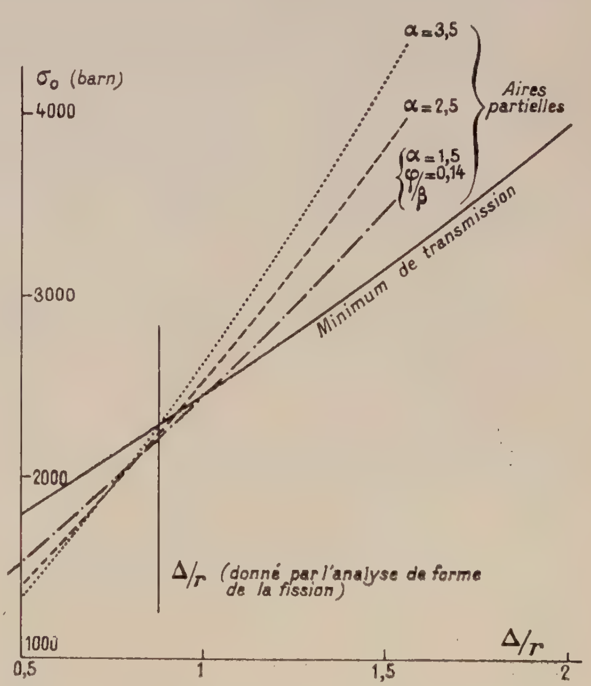


FIG. 2. — ^{235}U, résonance à 19,3 eV. En abcisses, et en bas à droite du trait vertical, lire Δ/Γ au lieu de Δ/r.
Un seul échantillon-épaisseur : $\frac{1}{N_{U^{235}}} = 1\ 109$ barns/at.

Les valeurs des paramètres sont reportées dans le tableau de la figure 2. Des barres d'erreur ont été évaluées, mais elles ne tiennent pas compte de la normalisation de la section efficace de fission, ni de l'effet (supposé faible) d'interférence entre les résonances.

La quantité $\eta/\bar{\nu}$ peut être calculée pour chaque résonance et comparée aux mesures de Harwell [5]. Un bon accord est constaté. Par contre, les valeurs de $2g\Gamma_n$ sont quelquefois assez différentes de celles publiées [6].

Il est intéressant de noter que les valeurs de Γ_γ ne sont pas toutes comprises dans la gamme 33 ± 10 meV généralement admise. Pour les deux résonances à 15,41 et 19,29 eV, Γ_γ atteint respectivement 61 et 59 MeV. Il n'est pas encore possible de dire si ceci est dû à de grandes fluctuations de Γ_γ ou à des valeurs moyennes de Γ_γ différentes pour les 2 états de spin. Des mesures plus complètes de transmission sont en cours pour étudier d'autres résonances et apporter de nouvelles valeurs de paramètres qui permettront peut-être d'élucider ce point.

Nous tenons à remercier le Service de Calcul Électronique de Saclay pour la rédaction du programme d'analyse de forme par moindres carrés et pour avoir effectué les calculs des paramètres sur calculateur Ferranti.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Michaudon (A.), Bergère (R.), Coin (A.) et Joly (R.), Mesure et analyse de la section efficace de fission de l'uranium-235. *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 429.

[2] Ribon (P.), Dimitrijevick (Z.), Michaudon (A.) et Wagner (P.), Étude par temps de vol des résonances neutroniques du Rh 103 entre 4 eV et 10 keV. *J. Physique Rad.*, 1961, **22**, 708.

[3] Bollinger (L. M.) et Marion (J. P.), An area method for analysing neutron resonances. A. N. L. 5754.

[4] Corge (C.), Julien (J.) et Netter (F.), Analyse des résonances dues aux neutrons « s » dans les expériences de transmission par temps de vol. *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 759.

[5] Brooks (F. D.) et Rae (E. R.), The variation of $\eta/\bar{\nu}$ for ^{235}U from 6 eV to 50 eV incident neutron energy. N. R. D. C. 123 (Harwell).

[6] Supplément n° 1 à la deuxième édition du B. N. L. 325.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 714.

ÉTUDE DES FLUCTUATIONS DES LARGEURS PARTIELLES DE TRANSITIONS RADIATIVES DANS LES RÉSONANCES NEUTRONIQUES DU Th 232

Par H. NIFENECKER, Y. HAZONI, A. MICHAUDON et D. PAYA,
C. E. N., Saclay

Résumé. — La mesure, par temps de vol, des probabilités de transitions relatives au niveau excité de 1 MeV du Th 233 a été faite pour 7 résonances neutroniques du Th 232 de 20 eV à 175 eV.

Les méthodes de normalisation de ces probabilités sont décrites.

La valeur la plus probable de ν est trouvée égale à 4 et la probabilité pour que $\nu < 1$ a été trouvée égale à 16 %.

Abstract. — We have measured the partial radiation widths relative to the 1 MeV excited level in Th 233. This measurement was made on 7 neutron resonances of Th 232 from 20 eV to 175 eV.

The normalization methods used for deducing these widths are described.

The most probable value of the number of degrees of freedom ν is found to be 4 and the probability that $\nu < 1$ is found to be 16 %.

La distribution des largeurs partielles de capture radiative a été étudiée par différents auteurs [1] qui ont trouvé qu'elle était compatible avec une loi en χ^2 à un degré de liberté pour différents noyaux. Hughes, cependant, dans l'étude de la transition au premier niveau excité de ^{239}U a trouvé une valeur de ν voisine de 20.

Nous avons entrepris l'étude de la transition au premier niveau excité (*) du Th 233 dans les résonances à 21,8 eV ; 23,5 eV ; 59,5 eV ; 69,2 eV ; 114 eV ; 122 eV ; 172 eV ainsi que la transition au niveau fondamental dans les quatre premières résonances.

(*) Nous appelons ici premier niveau excité le premier niveau qui apparaît dans les spectres γ obtenus par capture de neutrons thermiques.

Dispositif expérimental. — Le schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure 1.

La résolution en énergie de l'ensemble cristal-photomultiplicateur était de 8,5 % à 660 keV et la résolution en temps de :

1,25 µs soit 0,195 µs/m à 20 eV.

0,75 µs soit 0,115 µs/m à 85 eV.

0,50 µs soit 0,077 µs/m à 340 eV.

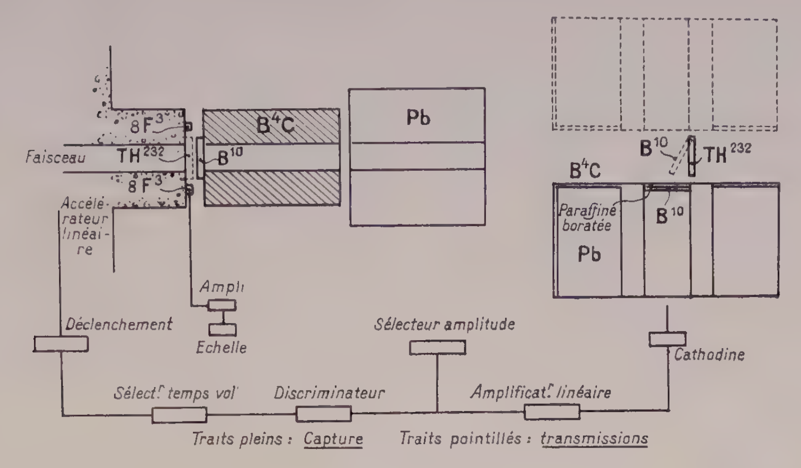


FIG. 1. — En haut, à gauche de la figure, lire BF_3 (au lieu de $8F^3$).

Cette mauvaise résolution explique la nécessité où l'on s'est trouvé d'utiliser des échantillons relativement épais, respectivement 0,8 ; 2,6 ; 14,2 et 29,7 10^{-3} atome par barn.

Chaque valeur du seuil du discriminateur a donné lieu à un enregistrement en temps de vol. On a couvert ainsi de 100 keV en 100 keV la gamme de 6 MeV à 3 MeV, les transitions intéressantes se situant aux environs de 5 MeV et 4 MeV [2].

Présentation des résultats expérimentaux. — Le logarithme de la surface des résonances rapportée à un nombre de neutrons incidents constant varie en

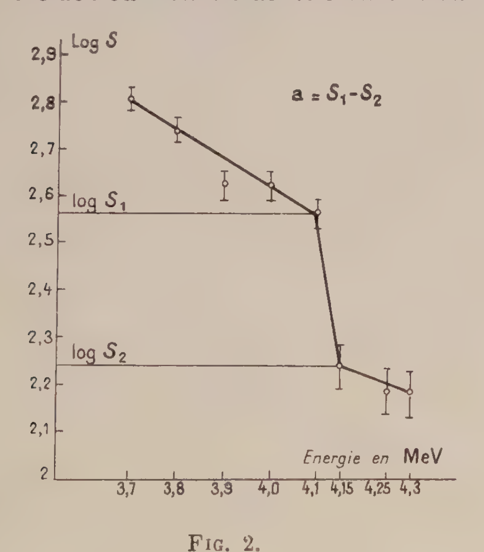


FIG. 2.

fonction du seuil du discriminateur comme le montre la figure 2.

La quantité a est proportionnelle au nombre de transitions d'énergie E_0 dans la résonance étudiée. On peut considérer que les quantités a ainsi définies sont proportionnelles à $\sigma_c \Gamma_{\gamma i}/\Gamma$, σ_c étant la section efficace de formation du noyau composé. Pour atteindre les $\Gamma_{\gamma i}$ il faut diviser a par des quantités proportionnelles à σ_c/Γ ce qui nous a amenés à étudier deux méthodes de normalisation.

La première méthode consiste à utiliser les surfaces des résonances que l'on observe en fixant le seuil du discriminateur le plus bas possible compte tenu du rayonnement γ de radioactivité naturelle du thorium. On obtient ainsi des quantités proportionnelles à $\Gamma_{\gamma i}/\sum_{E\gamma_i > Em} \Gamma_{\gamma i}$ ce qui est intéressant si $\sum_{E\gamma_i > Em} \Gamma\gamma_i$ est constant de résonance en résonance. On a obtenu de bons résultats pour un seuil E_m de 3 MeV.

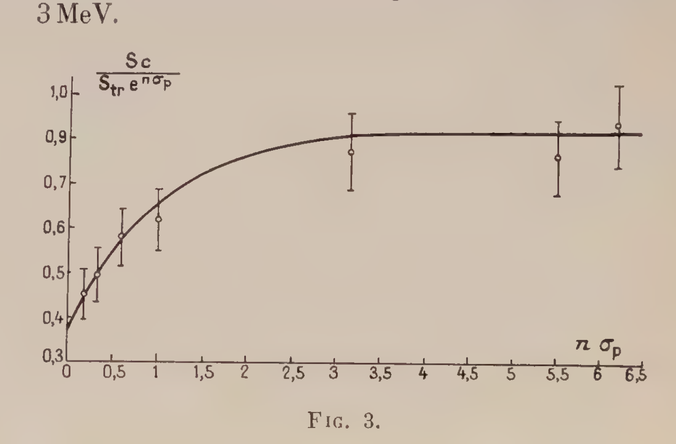


FIG. 3.

La deuxième méthode utilise les surfaces S_{tr} des résonances qui apparaissent dans les courbes de transmission. On a alors

$$a/S_{tr} = \Gamma_{\gamma i}/\Gamma$$

à condition de tenir compte des phénomènes de diffusion multiple. Pour ce faire on a étudié la variation du rapport $\dfrac{S_{capture\ 3\ Mev}}{S_{tr}\,.\,e^{n\sigma_p}}$ en fonction de

l'épaisseur de l'échantillon. On peut montrer que ce rapport est de la forme

$$b(2 - e^{-n\sigma'_p}) \quad (fig.\ 3)$$

où σ'_p est une section efficace de diffusion potentielle fictive de l'ordre de 250 barns. La valeur de b extrapolée à $n = 0$ fournit la normalisation cherchée.

Détermination de ν. — On suppose que la distribution des $\Gamma_{\gamma i}$ obéit à une loi en χ^2 à ν degrés de liberté [3] soit :

$$P(x, \nu)\,dx = \left[\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)\right]^{-1} \left(\frac{\nu x}{2}\right)^{\nu/2-1} e^{-\nu x/2}\,\frac{\nu}{2}\,dx.$$

La méthode des moments nous donne

$$\nu = 2\left(1 - \frac{1}{m}\right)\left[\sum_i (\Gamma_{\gamma i} - \overline{\Gamma}_{\gamma i})^2/m\overline{\Gamma}^2_{\gamma i}\right]^{-1}$$

et on trouve : $\nu = 4{,}8 \pm 3{,}9$.

Probabilité pour que $\nu \leqslant 1$: 16 %.

La méthode du maximum de vraisemblance permet de déterminer ν par l'équation :

$$(1/m)\sum_i \text{Log}\,(\Gamma_{\gamma i}/\overline{\Gamma}_{\gamma i}) + F(m\nu/2) - F(\nu/2) = 0$$

où

$$F(z) = d/dz\,\text{Log}\,\Gamma(z) - \text{Log}\,z.$$

On trouve alors : $\nu = 4{,}36 \pm 3{,}3$.

Probabilité pour que $\nu \leqslant 1$: 16 %.

BIBLIOGRAPHIE

[1] BOLLINGER, KENNET et COTE, Distribution of widths for individual radiative transition. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1959, II, **4**, n° 8. BIRD et LYNN, Fluctuations in partial radiation widths (*ibid*). MORTON, BRUSSEL et ZIMMERMANN, Gamma rays from resonance neutron capture (*ibid*).

[2] GROSHEV et DEMIDOV, Atlas des spectres de rayonnement gamma de capture neutronique.

[3] PORTER et THOMAS, Fluctuations of nuclear reactions widths. *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 483.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 22, OCTOBRE 1961, PAGE 716.

MÉTHODES D'ANALYSE DES PARAMÈTRES DE RÉSONANCE DANS LES EXPÉRIENCES DE TRANSMISSION DE NEUTRONS PAR TEMPS DE VOL

Par C. CORGE, V.-D. HUYNH, J. JULIEN, J. MORGENSTERN et F. NETTER,
C. E. N., Saclay.

Résumé. — L'utilisation de l'ordinateur IBM 7090 permet d'atteindre une automatisation presque complète dans le traitement, en vue de leur analyse, des résultats d'expériences de transmission des neutrons par la méthode du temps-de-vol. Parallèlement, elle permet de tenir compte des multiples corrections qui interviennent dans le calcul des aires partielles à partir desquelles sont déduits les paramètres des résonances par un programme de moindres carrés.

Par ailleurs un programme en cours d'élaboration offrira la possibilité d'une analyse de forme.

Abstract. — Use of the Saclay IBM 7090 computer for data processing of the results of neutron transmission experiments made by the time-of-flight method allows one to make the analysis in an almost completely automatic way. Moreover it enables one to take account of the various corrections in partial area determination from which resonance parameters are deduced by a least squares method.

A programme is also under development which will make a shape analysis possible.

Lorsqu'on néglige le terme d'interférence entre la diffusion potentielle et la diffusion résonnante, la section efficace totale pour des neutrons d'onde s peut être décrite au voisinage de l'énergie de résonance E_R par la relation [1]

$$\sigma(x) = \frac{\sigma_0}{1 + x^2} + \sigma_p \qquad (1)$$

dans laquelle σ_0 est la section efficace totale maximum au droit de l'énergie E_R, σ_p la section efficace de diffusion potentielle et où on a posé

$$x = \frac{E - E_R}{\Gamma/2}$$

E étant l'énergie du neutron incident et Γ la largeur totale de la résonance.

La relation (1) permet d'écrire pour la transmission résonnante correspondante, compte tenu

de l'effet Doppler et de la résolution qui résultent des conditions expérimentales,

$$T_R(\beta, \varphi, x, n\sigma_0) = \frac{1}{\varphi\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x'}{\varphi}\right)^2 - n\sigma_0\,\psi(\beta, x')\right] dx' \quad (2)$$

relation dans laquelle :

$\beta = 2\Delta/\Gamma$ est le paramètre réduit qui caractérise l'effet Doppler avec

$$\Delta = 2\left(\frac{m}{M} k\,\theta\,E_R\right)^{1/2}$$

où m/M est le rapport de la masse du neutron à celle du noyau cible, k la constante de Boltzmann et θ la température effective de l'échantillon [2].

$\varphi = R/\Gamma$ est le paramètre réduit qui caractérise la résolution, R étant la largeur à $e^{-1/2}$ du maximum de la fonction gaussienne

$$f(E-E') = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E'}{R/2}\right)^2\right]$$

n désigne le nombre de noyaux cibles offerts par cm^2 de surface exposée normalement au faisceau incident ;

x' est la variable d'intégration correspondant à E'.

La fonction $\psi(\beta, x')$ est elle-même définie par [3]

$$\psi(\beta, x') = \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{1}{1+y^2}\exp\left[-\left(\frac{x'-y}{\beta}\right)^2\right] dy. \quad (3)$$

Elle a été calculée par de nombreux auteurs, mais la table la plus complète et la plus précise à ce jour est celle de la référence [4].

Certaines méthodes d'analyse procèdent de la comparaison entre la transmission résonnante expérimentale et la fonction T_R $(\beta, \varphi, x, n\sigma_0)$ en un ou plusieurs points. D'autres font intervenir des grandeurs respectivement déduites de l'une et de l'autre. Citons parmi les premières :

la méthode des formes [5], [6] pour laquelle $\varphi \doteq 0$ et où l'exponentielle est remplacée par son développement arrêté au terme du premier ordre, et qui pour ces raisons ne peut s'appliquer que dans le cas d'un échantillon mince ($n\sigma_0 \ll 1$) ou dans celui d'une très bonne résolution ;

la méthode du minimum de transmission [6] qui n'utilise pour l'analyse de la résonance que le point défini par $x = 0$,

et parmi les dernières :

la méthode des aires [5] fondée sur le principe que l'aire totale comprise entre l'horizontale d'ordonnée unité et la courbe de transmission résonnante est indépendante de la résolution. Cette méthode demande malheureusement des corrections itératives et ne s'applique qu'aux résonances suffisamment isolées ; la méthode des aires partielles [7] dont le champ d'application est réduit aux seules résonances telles que $\varphi \ll 1$ car jusqu'à présent les calculs ont été menés sans tenir compte de l'effet de résolution.

Pour étendre le domaine d'utilisation de la dernière méthode citée nous avons procédé au calcul de l'aire partielle définie par

$$\frac{1}{\Delta} A_R(\beta, \varphi, \alpha, n\sigma_0) = \frac{1}{\beta}\int_{-\alpha\beta}^{\alpha\beta}[1 - T_R(\beta, \varphi, x, n\sigma_0)]\, dx \quad (4)$$

où le paramètre $\alpha = \delta E/\Delta$ définit les limites symétriques par rapport à E_R à l'intérieur desquelles on mesure l'aire partielle. Les calculs ont été effectués sur calculateur Ferranti-Mercury par les soins du Service de Calcul Électronique Arithmétique [8] du C. E. N. de Saclay.

Ils représentent un important programme dont les résultats sont présentés sous forme de réseaux de courbes dans la référence [9].

Conçue ainsi, la méthode des aires partielles suggère un retour à une méthode des formes, dite méthode de la largeur à mi-profondeur.

On peut en effet considérer l'aire partielle (4) comme étant plus particulièrement une fonction $F(\alpha)$ de la variable α. Dans ces conditions la transmission résonnante écrite plus simplement $T_R(\alpha)$ est donnée par

$$T_R(\alpha) = 1 - \frac{1}{2}\frac{dF}{d\alpha}. \quad (5)$$

La largeur à mi-profondeur du creux de transmission, γ, définie par

$$2T_R(\gamma) = 1 + T_R(0)$$

est alors déterminée par la résolution de l'équation

$$\left(\frac{dF}{d\alpha}\right)_{\alpha=\gamma} = \frac{1}{2}\left(\frac{dE}{d\alpha}\right)_{\alpha=0}. \quad (6)$$

Les différentes valeurs de γ ainsi obtenues en fonction des paramètres β, φ et $n\sigma_0$ ont également donné lieu au tracé de réseaux de courbes [9] d'un emploi facile pour l'analyse des résonances.

On peut aller plus loin sur cette voie, et c'est notre intention de le faire, en considérant des largeurs autres que les largeurs à mi-profondeur, telles par exemple que des largeurs au tiers et aux deux tiers de la profondeur.

Par ailleurs l'extension des calculs et programmes au cas où le terme d'interférence n'est plus négligeable est en cours d'étude.

Toutes les méthodes d'analyse présentées jusqu'ici mettent en œuvre des procédés graphiques, donc manuels. Mais devant l'accroissement du nombre des données expérimentales il devient nécessaire de se tourner vers l'automatisation de l'analyse par l'emploi de calculateur électronique. Cet accroissement répond aux exigences expérimentales toujours plus grandes, telles par exemple l'amélioration du pouvoir de résolution des appareils, associée à l'extension du domaine

d'énergie couvert en une seule fois par l'analyse en temps. Il est aussi la conséquence du meilleur rendement des sources de neutrons capables de fournir des faisceaux de plus en plus intenses permettant ainsi d'augmenter le nombre des expériences pour une même précision statistique.

Mais le traitement sur ordinateur ne répond pas à ce seul souci. Il permet aussi d'effectuer des calculs plus complexes exigés par une application plus stricte des corrections introduites par la plus grande finesse d'analyse, et de calculer les erreurs résultant de la propagation des erreurs statistiques initiales à travers tous les calculs.

Considérons par exemple la méthode des aires partielles. Elle se ramène à la détermination des paramètres β ou φ et σ_0 par la résolution d'un système surabondant de m équations du type

$$\frac{1}{\Delta} A_{\mathrm{R}}(\beta, \varphi, \alpha, n\sigma_0) = \left(\frac{1}{\Delta} A_{\mathrm{R}}\right)_{\mathrm{exp}}, \qquad (7)$$

le choix entre toutes les solutions possibles se faisant par une méthode des moindres carrés.

Il est souhaitable toutefois, pour gagner du temps, de fournir à l'ordinateur un couple de valeurs approchées de départ, mais il faut bien souligner que l'approximation peut être très large, et nous ne saurions mieux l'illustrer autrement qu'en reprenant l'exemple de la référence [9]. Pour un système tel que (7) comportant cinq équations, la convergence vers la solution finale à savoir $\beta = 1{,}534$ et $\sigma_0 = 6\,200$ barns a été assurée en trois itérations à partir du couple de départ très voisin $\beta = 1{,}4$ et $\sigma_0 = 5\,800$ barns, mais elle n'a demandé que cinq itérations pour un couple initial très éloigné défini par $\beta = 0{,}7$ et $\sigma_0 = 3\,700$ barns. Cela signifie que les valeurs de départ peuvent être directement déterminées à partir des données expérimentales brutes sans pratiquement aucun calcul.

Dans le dernier cas la résolution du système a pris à peine cinq minutes sur l'ordinateur IBM 7090 du centre de calcul du C. E. N. de Saclay.

Toutefois résoudre le système (7) sur ordinateur ne constitue pas encore une automatisation complète de l'analyse. En effet, elle ne le sera que dans la mesure où les seconds membres sont eux-mêmes calculés électroniquement. Il peut en être ainsi car les résultats expérimentaux sont actuellement fournis par les sélecteurs en temps sous forme de bandes perforées en code international nº 2.

Il n'est pas dans notre intention d'exposer ici les méthodes de programmation capables de résoudre ce problème et qui sont par ailleurs expliquées en détail dans la référence [10], mais nous citerons quelques ordres de grandeur. Pour traiter un ensemble de 10 écrans comportant en moyenne 7 résonances chacun, il faut effectuer à partir de 10 000 données expérimentales quelques $4 \cdot 10^6$ opérations élémentaires et un minimum de 20 000 extractions de racine carrée. L'ordinateur s'en acquitte à raison en moyenne de deux minutes par écran.

Ainsi les facilités de travail offertes par l'automatisation du traitement des données expérimentales permettent dès maintenant d'effectuer sur ordinateur, de bout en bout, l'analyse des résonances par la nouvelle méthode des aires partielles.

C'est le cas pour les résonances du platine dont l'analyse est actuellement en cours d'exécution sur l'ordinateur IBM 7090 du C. E. N. de Saclay, le domaine d'énergie exploré se situant au-dessous d'un keV.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Blatt (J. M.) et Weisskopf (V. F.), Theoretical Nuclear Physics (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1952).
[2] Lamb (W. E., Jr.), *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 190.
[3] Bethe (H. A.), *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 69.
[4] Dandeu (Y.), Olivié (G.) et Roche (F.), Rapport S. A. C. E. nº 43 *bis*, C. E. N., Saclay.
[5] Hughes (D. J.), *J. Nucl. Energy*, 1955, **1**, 237.
[6] Lynn (J. E.) et Rae (E. R.), *J. Nucl. Energy*, 1957, **4**, 418.
[7] Bollinger (L. M.) et Marion (J. P.), Rapport A. N. L.-5754, 1957, 11.
[8] Roche (F.), Rapport S. A. C. E. nº 56, C. E. N., Saclay.
[9] Corge (C. R.), Rapport C. E. A. nº 1998, C. E. N., Saclay, à paraître.
[10] Bianchi (G.), Mémoire présenté au C. N. A. M., 1961.

PROPRIÉTÉS STATISTIQUES DES NIVEAUX NUCLÉAIRES EXCITÉS PRODUITS PAR L'INTERACTION DES NEUTRONS DE RÉSONANCE AVEC LE ZIRCONIUM ET LE PRASÉODYME

Par C. CORGE, V.-D. HUYNH, J. JULIEN, J. MORGENSTERN et F. NETTER,

C. E. N., Saclay.

Résumé. — Les expériences de transmission des neutrons dans divers matériaux ont été poursuivies à l'accélérateur linéaire de Saclay avec une résolution de 0,004 microseconde/mètre. Les résultats concernent les noyaux moyens situés au voisinage des couches saturées de 50 et 82 neutrons au-dessous de l'énergie de neutrons de 2 000 eV. On donne les paramètres de résonance, les valeurs de la fonction densité, et l'attribution du spin pour certaines résonances. Un effet d'interférences est mis en évidence dans le praséodyme.

Abstract. — Experiments on neutron transmission through various elements have been performed with the Saclay linear accelerator, the resolution being 0.004 μs/m. The results are for nuclei near to 50 and 82 neutrons in the closed shell, in the energy range below 2 000 eV. Resonance parameters, values of strength function and isotopic assignment are given for some resonances. An interference effect has been found for praseodymium.

L'analyse des résonances des noyaux Zr et ^{141}Pr pour la transmission de neutrons a été faite pour un domaine d'énergie de 4 à 1 000 eV pour le praséodyme et de 4 à 1 600 eV pour le zirconium. Cette étude par la méthode de temps-de-vol a été réalisée à l'accélérateur linéaire de Saclay avec une résolution égale à $4 . 10^{-3}$ microseconde/mètre.

Si l'on ne considère que les neutrons « *s* » la section efficace totale s'écrit [1] [2] :

$$\sigma_{(E)} = \frac{\sigma_0}{1 + x^2} + \frac{\sigma_0 \, x \operatorname{tg} 2ak}{1 + x^2} + \sigma_p$$

avec

$$\sigma_0 = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} \, g_J \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \cos 2ak$$

$$x = 2 \frac{E - E_0}{\Gamma} \qquad E_0 : \text{ énergie de la résonance}$$

$$\sigma_p = 4\pi \, a^2$$

$$k = 1/\lambda\!\!\!^{-} = 2{,}197 \sqrt{E_{\mathrm{eV}}} \, 10^{-4} \text{ fermi}^{-1}$$

$$g_J = \frac{1}{2} \frac{2J + 1}{2I + 1} \text{ et } J = I \pm 1/2 \; ; I : \text{spin du noyau cible.}$$

Pour les énergies considérées ici, la quantité $2ak$ n'est pas négligeable et avec des écrans pour lesquels $n\sigma_0 \gg 1$, les méthodes d'analyse doivent être modifiées.

Les méthodes utilisées sont (*fig.* 1) :

a) La mesure des aires partielles ou totales [3], [4], ces aires étant éventuellement corrigées de l'effet de résolution [5], [7].

b) Mesure de la valeur de la transmission T_0 au minimum de transmission [6], [7].

c) Mesure de la largeur à mi-profondeur [7].

Les effets dus au terme d'interférence étaient considérés.

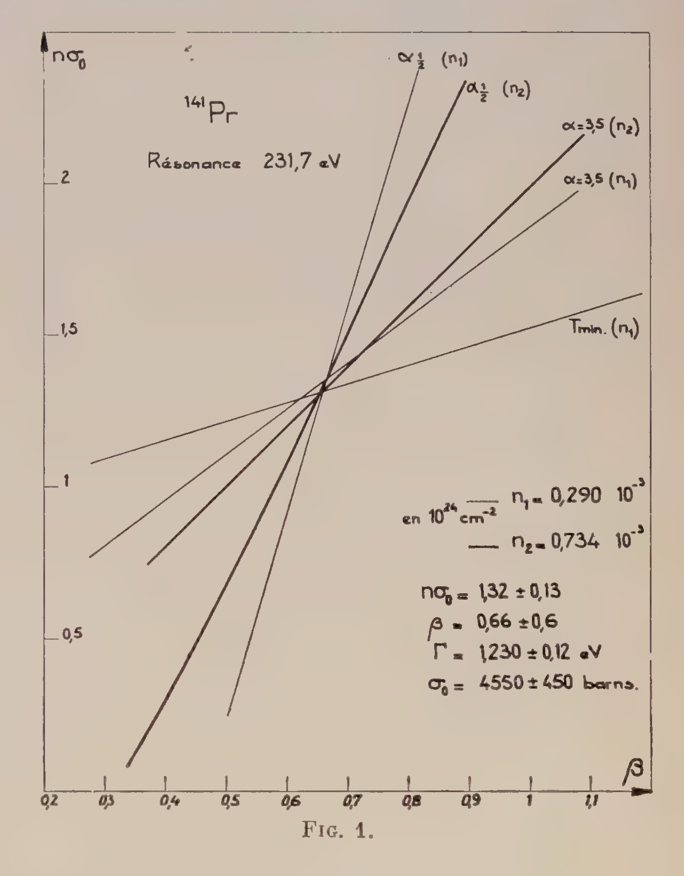


FIG. 1.

Zirconium. — Les nouvelles résonances (180 eV, 667 eV, 1 490 eV et le doublet à 288,6 eV et 297 eV), valeurs communiquées au Congrès de Kingston (1960), ont été analysées et les valeurs des paramètres sont données dans le tableau I. Or W. C. Olsen et P. P. Singh (Chalk River) ont publié [8] récemment leurs résultats pour ce noyau. Si leurs valeurs

pour $2g\Gamma_n$ sont voisines des nôtres exception faite pour la résonance à 288,6 eV, les valeurs de Γ et Γ_γ sont notablement différentes. La faible statistique et la moins bonne résolution dues à l'appareillage utilisé par l'équipe de Chalk River pourraient expliquer cette divergence.

La valeur de la fonction densité

$$< g\Gamma_n^0/D > = 0{,}69 \pm 0{,}12$$

s'accorde bien (*fig.* 4) avec la courbe théorique de $< g\Gamma_n^0/D >$ en fonction du nombre de masse A calculée par D. M. Chase et al. [9] en considérant un potentiel à bord diffus de profondeur $V_0 = 44$ MeV.

L'équipe de Chalk River, grâce à l'emploi d'échantillons enrichis isotopiquement a fourni l'identification isotopique de nombreuses autres

TABLEAU 1

$_{40}$Zr

Énergie des neutrons (eV)	Isotope	J	$2g\,\Gamma_n$ (meV)	Γ (meV)	Γ_n (meV)	Γ_γ (meV)	$g\Gamma_n^0$ (10^{-4} eV)
180	91	2 ou 3	10 ± 2	325 ± 50	10 ± 2	315 ± 50	3,7
288,6	91	2	700 ± 70	800 ± 100	840 ± 90	200 ± 120	200
		3			600 ± 60		
297	90	1/2		640 ± 80	14 ± 2	626 ± 80	8
	96	1/2			270 ± 30	370 ± 90	157
667	91	2	760 ± 80	1 000 ± 150	910 ± 100		147
		3			650 ± 60	350 ± 160	
1 490	91	2	8 600 ± 1 000	9 500 ± 1 600	10 300 ± 1 000		1 100
		3			7 300 ± 700	2 200 ± 1 800	

On a souligné les valeurs de spin ou le nombre de masse entraînant une valeur Γ_γ voisine de 300 meV.

TABLEAU 2

$^{141}_{59}$Pr

Énergie des neutrons (eV)	J	$2g\,\Gamma_n$ (meV)	Γ (meV)	Γ_γ (meV)	$g\Gamma_n^0$ (10^{-4} eV)
84,8 ± 0,3		8 ± 2	81 ± 12	73 ± 12	4,2
215,6 ± 1,5	3	1 260 ± 140	1 420 ± 150	340 ± 210	428
231,7 ± 2	3	1 000 ± 110	1 230 ± 120	370 ± 150	330
353,6 ± 3,5	2	1 440 ± 140	1 920 ± 190	190 ± 250	383
	3			690 ± 240	
380,7 ± 4	2	56 ± 7	320 ± 30	250 ± 30	14
	3			270 ± 30	
509 ± 6	2	710 ± 80	1 500 ± 200	640 ± 220	157
	3			890 ± 220	
626 ± 8	3	2 870 ± 250	2 500 ± 250	~ 100	573
705 ± 10	2	2 500 ± 250	3 000 ± 300	~ 0	471
	3			840 ± 400	
823 ± 10	2	3 750 ± 400	4 900 ± 500	900 ± 700	653
	3			2 000 ± 600	
930 ± 15	2	2 740 ± 350	3 700 ± 500	1 300 ± 650	449
	3			400 ± 650	

On a souligné les valeurs de spin entraînant une valeur Γ_γ voisine de 300 meV

résonances. Une résolution améliorée permettra l'étude de résonances d'énergies supérieures.

Praséodyme. — Dix résonances ont été analysées dans l'intervalle d'énergie 4-1 000 eV. Aux résonances déjà connues [10] trois nouvelles (381 eV, 705 eV, 823 eV) ont été ajoutées. Des résonances situées à 2 010 eV, 2 040 eV, 2 370 eV, 2 885 eV, 3 340 eV, 3 630 eV, 4 370 eV ont été trouvées et seront prochainement analysées avec une résolution améliorée. Les valeurs des différents paramètres figurent dans le tableau 2.

L'espacement moyen $< D >$ déduit en négligeant [11] la résonance de 84,8 eV présumée d'onde p est égal à 98 eV.

La figure 2 représente la distribution intégrale de $\Gamma_n^0/\overline{\Gamma_n^0}$ pour les neuf résonances considérées. La distribution en χ^2 [12] qui s'adapterait le mieux aux valeurs expérimentales serait relative à un nombre de degrés de liberté $\nu = 6$ étrangement différent de la valeur $\nu = 1$ attendue. Les valeurs pour Γ_n obtenues déjà par l'équipe de Columbia laissaient présager une telle valeur de ν. Le nombre de résonances ayant des valeurs faibles pour Γ_n^0 et nécessaires pour obtenir une valeur de ν voisine de 1 est important. La résolution atteinte dans ces expériences et la variété des épaisseurs des écrans employées ne permettent pas la non observation de nombreux niveaux. La probabilité de trouver une telle distribution pour un nombre d'échantillons égal à neuf est très faible et de l'ordre de 6 %. La valeur de la section efficace étant pour ce noyau proportionnelle à environ $1/2E_0$, la probabilité de manquer des résonances pour des énergies supérieures à 1 000 eV croît, ce qui ne favorisera pas l'obtention de ν voisin de 1.

La valeur de la fonction densité $< g\Gamma_n^0/D >$ (*fig.* 3) 3,96 ± 0,8 s'accorde bien avec la courbe théorique (*fig.* 4).

Pour la plupart des résonances, la valeur de la largeur de diffusion est sensiblement égale à la valeur de la largeur totale. Ceci a permis l'attribution de la valeur du spin J pour certaines résonances. La mise en évidence d'un effet d'interférence dans le domaine d'énergie séparant les deux résonances 215,6 et 231,6 eV a permis l'attribution de la même valeur de spin $J = 3$ à la résonance de 231,6 eV, connaissant celui de la résonance de 215,6 eV [13].

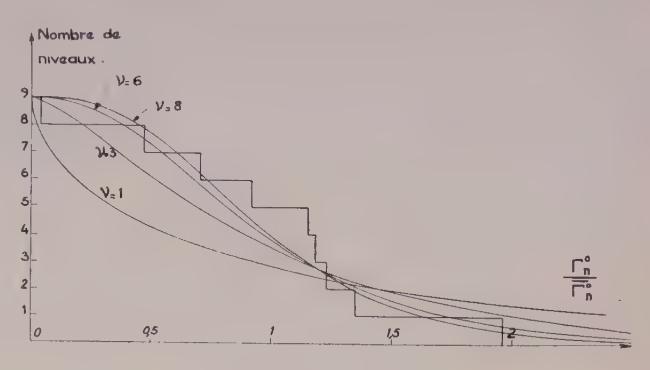


FIG. 2. — ^{141}Pr. Nombre de niveaux tels que $\dfrac{\Gamma_n^0}{\overline{\Gamma_n^0}} > x$.

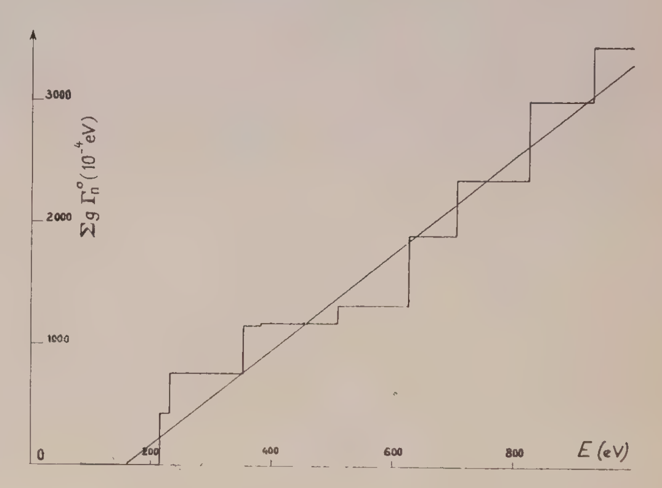


FIG. 3. — ^{141}Pr. Fonction densité $= \dfrac{\Sigma g\,\Gamma_n^0}{\Delta E} = 3{,}96$.

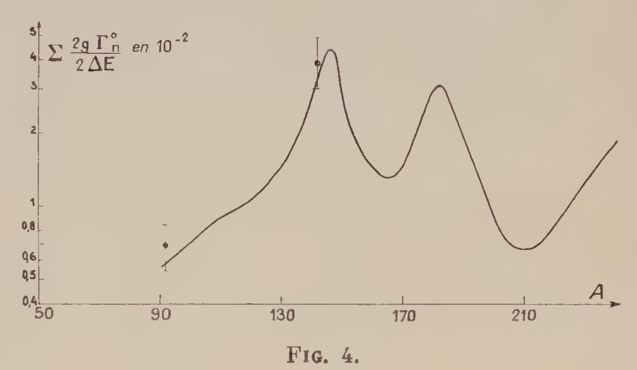


FIG. 4.

BIBLIOGRAPHIE

[1] SETH (K. K.), *Ann. Phys.*, 1959, **8**, 223.
[2] LYNN (J. E.), *Nucl. Instr. Methods*, 1960, **9**, 315.
[3] HUGHES (D. J.), *J. Nucl. Energy*, 1955, **1**, 237.
[4] BOLLINGER (L. M.) et MARION (J. P.), Rapport ANL-5754, 1957.
[5] CORGE (C.), JULIEN (J.) et NETTER (F.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 759.
[6] LYNN (J. E.) et RAE (E. R.), *J. Nucl. Energy*, 1957, **4**.
[7] CORGE (C.), Rapport C. E. A. (à paraître).
[8] OLSEN (W. C.) et SINGH (P. P.), *B. A. P. S.*, 1961, **6**, 69.
[9] CHASE (D. M.), WILETS (L.) et EDMONDS (A. R.) *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 1080.
[10] BNL-325. 2e édition, supplément n° 1.
[11] CORGE (C.), HUYNH (V.-D.), JULIEN (J.), MORGENSTERN (J.) et NETTER (F.), *J. Physique Rad.*, 1961, **22**, 724.
[12] PORTER (C. E.) et THOMAS (R. G.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 483.
[13] JULIEN (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1961, **252**, 3233.

ANOMALIES STATISTIQUES POUR LES LARGEURS PARTIELLES DE TRANSITIONS RADIATIVES ÉNERGIQUES DANS LA CAPTURE DES NEUTRONS DE RÉSONANCE PAR DES NOYAUX LOURDS

Par C. CORGE, V.-D. HUYNH, J. JULIEN, J. MORGENSTERN et F. NETTER,
C. E. N., Saclay.

Résumé. — La mesure des largeurs partielles des transitions radiatives de 5,2 et 6,1 MeV lors de la capture des neutrons pour une série de 6 résonances de ^{195}Pt fait ressortir une insuffisance des fluctuations de résonance à résonance.
Par ailleurs, les résultats obtenus au Canada concernant la transition radiative de 4,06 MeV consécutive à la capture des neutrons dans ^{238}U sont confirmés. L'insuffisance des fluctuations est là aussi discutée.

Abstract. — Partial width measurements of 5.2 and 6.1 MeV radiative transitions following neutron capture in ^{195}Pt show a lack of fluctuations from resonance to resonance.
In addition Canadian results concerning the 4.06 MeV radiative transition following neutron capture in ^{238}U are confirmed. Here also the lack of fluctuations is discussed.

La distribution des largeurs radiatives partielles des transitions de haute énergie pour des états de même spin et de même parité excités par la capture de neutrons « *s* » a été déjà très étudiée en ce qui concerne les transitions vers l'état fondamental ou les premiers niveaux excités.

En ce qui concerne ^{238}U + n les fluctuations observées [1] pour une certaine transition radiative de 4,06 MeV (l'énergie de liaison étant égale à 4,63 MeV) sont beaucoup plus faibles que celles observées pour d'autres noyaux et pour les transitions vers l'état fondamental ou les premiers niveaux excités [2].

Pour confirmer ce résultat, nous avons utilisé la grande intensité de l'accélérateur linéaire de Saclay qui nous a permis d'atteindre une résolution de 17 nanosecondes par mètre. Les rayons gamma sont détectés par un cristal de INa(Tl) de 12,5 cm de diamètre et de 15 cm de longueur et les impulsions résultantes sont envoyées à travers un sélecteur d'amplitude à un canal dans un sélecteur en temps qui mesure l'énergie des neutrons.

La probabilité relative de transition a été mesurée en faisant le rapport de résonance à résonance du nombre d'impulsions de hauteur correspondant à des rayons gamma d'énergies voisines de 4,06 MeV au nombre d'impulsions correspondant à des rayons gamma d'énergies comprises entre 1 et 1,8 MeV.

On a vérifié que le rapport du nombre d'impulsions correspondant respectivement aux bandes d'énergie 1-1,8 MeV et 1,8-2,6 MeV ne variait pas de résonance à résonance ce qui justifie le choix de la bande de référence. On a également vérifié que la probabilité de détecter plusieurs rayons gamma par capture était négligeable.

Les résultats obtenus et leur comparaison avec ceux de Brookhaven-Chalk River [1] et ceux d'Argonne [3] sont montrés dans le tableau 1. Le nombre de degrés de liberté d'une distribution en χ^2

TABLEAU 1

PROBABILITÉ RELATIVE DE TRANSITION

^{238}U + n E_γ 4,06 MeV

ÉNERGIE DES RÉSONANCES (eV)	BANDE HAUTE / BANDE BASSE	RÉSULTATS DE BROOKHAVEN	RÉSULTATS D'ARGONNE
—	—	—	—
6,68	11,9 ± 0,6 10^{-3}	14,6 ± 0,6 10^{-3}	17,7 ± 0,65 10^{-3}
21	12,6 ± 0,6 »	13,2 ± 0,6 »	15,2 ± 0,65 »
36,8	13,7 ± 0,9 »	13,3 ± 0,6 »	9,7 ± 0,65 »
66,3	13,1 ± 1,0 »	10,2 ± 0,6 »	9,3 ± 0,65 »
81,1	11,0 ± 1,5 »	15,2 ± 2,2 »	
102,8	13,3 ± 1,4 »	11,0 ± 0,8 »	
117	15,3 ± 1,6 »	13,3 ± 1,0 »	
145,9	24,3 ± 4,2 »		
165,7	12,7 ± 2,7 »	10,6 ± 1,7 »	
190	11,5 ± 2,2 »	16,2 ± 2,2 »	
209	22,3 ± 2,5 »	12,7 ± 1,4 »	
238	14,8 ± 3,1 »		
264	11,8 ± 5,5 »		

calculé selon le critère du maximum de vraisemblance est de l'ordre de 100 (*fig.* 1), ce qui, dans le modèle du noyau composé, ne paraît explicable qu'en admettant avoir affaire à un mélange d'un nombre élevé de transitions différentes et d'énergies voisines.

Poursuivant l'étude des transitions gamma reconnues comme intenses dans la capture des neutrons thermiques [4], [5], nous avons trouvé également dans le cas du noyau composé ^{196}Pt que les rayonnements gamma de capture de 5,24 et 6,05 MeV présentaient des insuffisances de fluctuations de résonance à résonance. La connaissance des premiers niveaux excités de ^{196}Pt a permis de faire une expérience de coïncidences entre les rayons gamma de 5,24 et 6,05 MeV et ceux de 332 keV et 354 keV.

Ces expériences encore préliminaires, et qui seront reprises avec l'analyseur multidimensionnel [6], montrent une constance remarquable des probabilités relatives de transition de résonance à résonance (tableau 2). On a inclus dans ce tableau la résonance de ^{198}Pt + n à 98 eV pour laquelle le rapport est évidemment différent. Par ailleurs la résolution utilisée ne sépare pas les termes du doublet à 66,9-67,5 eV et du groupe à 150, 155 et 155,5 eV pour ^{195}Pt + n.

Il apparaît que le rayonnement de 6,05 MeV est préférentiellement associé à des schémas s'achevant par les transitions $2^+ \to 2^+ \to 0^+$.

Là aussi l'absence de fluctuations traduit sans doute le fait que les rayonnements de 5,24 et 6,05 MeV sont des mélanges d'un assez grand nombre de transitions à des niveaux voisins.

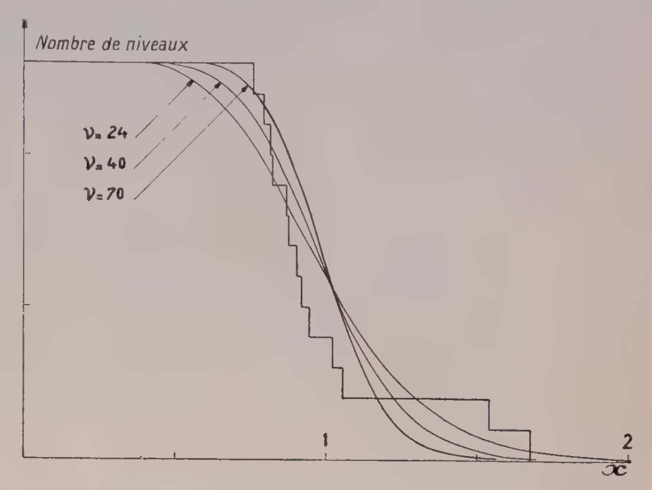


FIG. 1. — ^{238}U. Nombre de niveaux tels que la largeur radiative partielle $> x$.

L'interprétation de ces résultats par un processus d'interaction directe ne semble pas s'imposer, car si la capture radiative directe peut expliquer la présence d'une transition gamma exceptionnellement intense, elle n'interdit pas, bien au contraire, la fluctuation de cette intensité de résonance à résonance.

TABLEAU 2

PROBABILITÉ RELATIVE DE TRANSITION

Platine

ÉNERGIE DES RÉSONANCES (eV)	COINCIDENCES (1) / BANDE BASSE	COINCIDENCES (2) / BANDE BASSE	COINCIDENCES (1) / COINCIDENCES (2)
—	—	—	—
*11,9	3,1 10^{-2}	4,0 10^{-2}	0,77
*19,6	3,2 »	3,7 »	0,86
*67,5	3,3 »	4,5 »	0,73
98	0,55 »	4,8 »	0,11
*113	2,5 »	4,2	0,61
*120,5	2,5 »	4,4 »	0,56
*140	2,8 »	3,9 »	0,72
150-155	2,9 »	4,8 »	0,61

(1) Coïncidences entre les rayons gamma d'énergie 5-5,5 MeV et 0,31-0,38 MeV.
(2) Coïncidences entre les rayons gamma d'énergie 5,8-6,3 MeV et 0,31-0,38 MeV.
* Ces résonances sont attribuées à l'isotope 195.

BIBLIOGRAPHIE

[1] HUGHES (D. J.), PALEVSKY (H.), BOLOTIN (L. I.) et CHRIEN (R.), *Proc. Int. Conf. Nucl. Structure*, Kingston, 1960, 668.

[2] CORGE (C.), HUYNH (V.-D.), JULIEN (J.), MIRZA (S.), NETTER (F.) et SIMIC (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **249**, 413.

[3] JACKSON (H. E.) et BOLLINGER (L. M.), *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1961, **6**, 274.

[4] KINSEY (B. B.) et BARTHOLOMEW (G. A.), *Canad. J. Phys.*, 1953, **31**, 1051.

[5] GROSHEV (L. V.) et al., Atlas des spectres de rayons gamma de capture de neutrons thermiques.

[6] PAGES (A.), Communication au Congrès de Grenoble, 1961 sur « l'électronique rapide et ses applications en physique nucléaire ».

FLUCTUATIONS DES LARGEURS PARTIELLES DE TRANSITIONS RADIATIVES ÉNERGIQUES POUR LA CAPTURE DES NEUTRONS DANS LES NOYAUX MOYENS (Pr ET Ag). APPLICATION A LA DÉTERMINATION DES CARACTÉRISTIQUES DES NIVEAUX FORMÉS

Par C. CORGE, V.-D. HUYNH, J. JULIEN, J. MORGENSTERN et F. NETTER,

Résumé. — La détermination des largeurs partielles pour les trois transitions les plus énergiques induites par la capture des neutrons dans les trois premières résonances de Pr fait ressortir des fluctuations. Par ailleurs l'étude des transitions radiatives dans la capture des neutrons par Ag permet de distinguer entre les résonances de ^{107}Ag et ^{109}Ag suivant leur spin.

Abstract. — Fluctuations in partial widths are brought out by measurements on the three transitions of highest energies induced by neutron capture in the first three Pr resonances.
In addition, a radiative transition study of neutron capture by Ag allows one to make isotopic assignment to ^{107}Ag or ^{109}Ag resonances according to their spins.

a) **Argent.** — On sait que, dans l'interaction des neutrons de résonance avec les noyaux ^{107}Ag et ^{109}Ag de spin 1/2 et parité négative, la valeur du spin J du niveau excité du noyau composé est 0^- ou 1^-. Lorsque la valeur de la largeur neutronique Γ_n est suffisamment élevée, il est possible de déterminer la valeur de J. L'espacement moyen entre niveaux de même spin et de même parité étant proportionnel à $1/(2J + 1)$, des valeurs nettement différentes sont à attendre pour les quantités $\bar{D}$ et $\bar{\Gamma}_n^0$. Ces noyaux ont été étudiés par plusieurs équipes [1] et l'attribution isotopique ainsi que la valeur de J sont connues pour un certain nombre de résonances. Le but de nos expériences était de déterminer l'attribution isotopique et la valeur du spin J pour d'autres résonances par l'analyse du spectre des rayons gamma des résonances sélectionnées par la méthode de temps-de-vol.

Les énergies de liaison du neutron incident sont respectivement de 7 270 keV pour ^{107}Ag et 6 600 keV pour ^{109}Ag [2]. Les rayons gamma étaient détectés à l'aide de deux cristaux de INa(Tl) (12,5 × 15 cm). La probabilité d'addition de deux rayons gamma provenant de la même capture était négligeable. La figure 1 représente le rapport de résonance à résonance de l'intensité des rayons gamma d'énergie 6 500 ± 300 keV à celle des coïncidences entre des rayons gamma d'énergie 5 000 et 300 keV. La figure 2 donne le rapport des intensités des rayons gamma d'énergie 6 500 keV à une bande d'énergie basse.

Les gammes d'énergie sélectionnées représentent en fait la somme des intensités de plusieurs transitions du niveau initial (0^- ou 1^-) du noyau composé à l'état fondamental et aux premiers états excités. Il est probable que les rapports considérés fluctuent mais notablement moins que s'il s'agissait de l'intensité relative à une seule transition qui de résonance en résonance obéit à une distribution en χ^2 [3] avec un degré de liberté $\nu = 1$ [4].

La figure 1 montre clairement qu'il y a deux régions distinctes, le rapport étant plus élevé pour ^{107}Ag. Les résonances de 144 eV, 173 eV et 202,9 eV non encore attribuées isotopiquement le sont à ^{107}Ag. Celle de 209 eV est attribuée à ^{109}Ag.

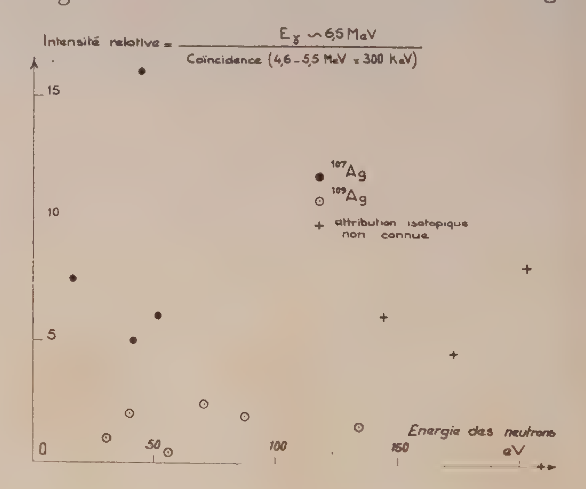


Fig. 1.

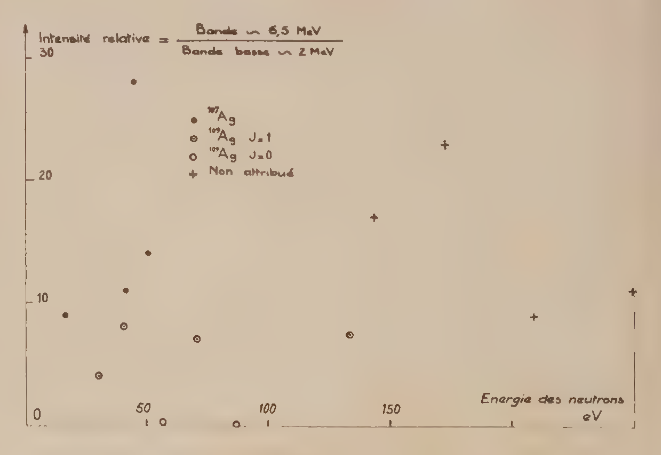


Fig. 2.

La figure 2 montre que le rapport considéré est voisin de zéro pour les résonances de ^{109}Ag ayant $J = 0$ et grand pour les résonances de ^{109}Ag ayant $J = 1$ à l'exception de la résonance de 41,5 eV. Les valeurs de J sont donc, à cette exception près, conformes à celles données dans la référence [1].

Notre résolution de 17 millimicrosecondes par mètre ne nous permet pas de déduire des valeurs déterminantes pour les résonances d'énergie supérieure à 220 eV. Il y aurait néanmoins une tendance à attribuer à ^{107}Ag les résonances de 291 et 311 eV, celles de 251 et 317 eV l'étant à ^{109}Ag. Toutefois la valeur de notre rapport nous amènerait à attribuer une valeur $J = 1$ à la résonance de 291 eV contrairement à celle donnée par l'équipe de Columbia.

L'étude des spectres des rayonnements gamma de ces deux noyaux sera poursuivie à l'aide d'un analyseur multidimensionnel [5] et précisera ces résultats préliminaires.

b) **Praséodyme.** — En relation avec des expériences de transmission de neutrons [6], l'étude du spectre de rayonnements gamma de quelques résonances du praséodyme (89 eV, 215,6 eV, 231,7 eV) a été réalisée, en sélectionnant ces résonances par la méthode de temps-de-vol. Les spectres des rayonnements gamma obtenus sont représentés sur la figure 3. Le système de détection utilisé était le même que lors des expériences précédentes avec l'argent.

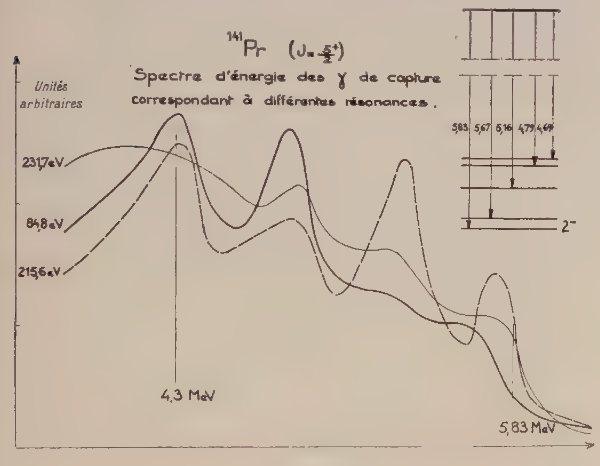


Fig. 3.

Une autre expérience portant sur un nombre plus élevé de résonances était réalisée en sélectionnant les amplitudes proportionnelles aux rayons gamma d'énergie 5 800 ± 300 keV et 4 700 ± 200 keV. Le rapport entre ces deux intensités est donné dans le tableau 1 pour différentes résonances.

TABLEAU 1

Probabilité relative de transition

Praséodyme

E_0 eV	$\frac{\text{Bande } 5{,}5 - 6 \text{ MeV}}{\text{Bande } 4{,}5 - 4{,}9 \text{ MeV}}$
84,8	0
215,6	0,390
231,7	0,240
353,6	0,290
509	0,310
626	0,380
705	0,330
823	0,370
930	0,360

Les valeurs trouvées dans le tableau 1 pour les trois résonances citées confirment l'allure des spectres de la figure 3. Pour les autres résonances, les valeurs trouvées ne caractérisent pas un état de spin. La valeur du spin de l'état fondamental est 2^-, celle du niveau excité du noyau composé $J = 5/2 \pm 1/2$. Les transitions $2^+ \to 2^-$, $3^+ \to 2^-$ du type $E1$ sont favorisées. La faible intensité trouvée pour la résonance de 89 eV pour les transitions allant à l'état fondamental et au premier état excité s'expliquerait si cette résonance était due à des neutrons « p », comme la faible valeur de Γ_n^0 incite à le penser. La valeur de spin du niveau excité du noyau composé serait dans cette hypothèse 1^-, 2^-, 3^-, 4^- et les transitions au fondamental 2^- seraient défavorisées. Le changement de parité du niveau excité du noyau composé devrait entraîner une modification dans les spectres de rayons gamma des résonances dues à des neutrons « p ». Le niobium [7] où plusieurs résonances paraissent être de ce type est actuellement étudié et fera l'objet d'une analyse multidimensionnelle.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Hughes (D. J.), BNL-325, 2e édition, suppl. n° 1.
[2] Groshev (L. V.), Atlas of X-ray spectra from radiative capture of thermal neutrons, Pergamon Press.
[3] Porter (C. E.) et Thomas (R. G.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 483.
[4] Julien (J.), Corge (C.), Huynh (V.-D.), Netter (F.) et Simic (J.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 423.
[5] Pages (A.), Communication au Colloque de Grenoble, 1961 sur « l'électronique rapide et ses applications en physique nucléaire ».
[6] Corge (C.), Huynh (V.-D.), Julien (J.), Morgenstern (J.) et Netter (F.), *J. Physique Rad.*, 1961, **22**, 719.
[7] Saplakoglu et al., *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1258.

TABLE DES MATIÈRES

(Les subdivisions indiquées correspondent aux sessions *successives* du colloque)

Rayonnement gamma. Effet Mössbauer.

Diffusion des électrons

Réactions nucléaires (spécialement noyaux légers)

Réactions nucléaires au synchrocyclotron ($E > 100$ MeV)

Réactions nucléaires (principalement par neutrons rapides)

Radioactivité

Spectroscopie nucléaire

Spectroscopie nucléaire
(principalement études de résonances par neutrons)

INDEX DES NOMS D'AUTEURS

LETTRES A LA RÉDACTION

MODULATION RAPIDE DE MICRO-ONDES (BANDE S) SUR LIGNE COAXIALE A L'AIDE DE FERRITES

Par Henri Place.

Laboratoire d'Électronique de la Faculté des Sciences, B. P. 9, Fontenay aux Roses.

Principe. — Un ferrite, placé dans un champ magnétique hyperfréquence H et aimanté par un champ magnétique continu U normal à h, absorbe l'onde U. H. F. de fréquence f qui le traverse. La variation de cette absorption avec le champ directeur H présente l'allure classique d'une courbe de résonance : elle atteint son maximum pour un champ H_r tel que $f = \frac{\gamma}{2\pi} H_r$ (γ : rapport gyromagnétique) : c'est l'effet d'absorption à la résonance.

Le principe du modulateur d'amplitude est le suivant : sur le conducteur central d'une ligne coaxiale sont enfilés des tubes de ferrite aimantés longitudinalement par une bobine extérieure. En modulant le champ directeur autour d'une valeur moyenne choisie sur un des flancs de la courbe de résonance, on peut faire varier l'absorption et par là-même créer une modulation d'amplitude.

Appareillage (*fig.* 1). — La ligne coaxiale contenant les ferrites est entourée d'un solénoide, qui constitue la

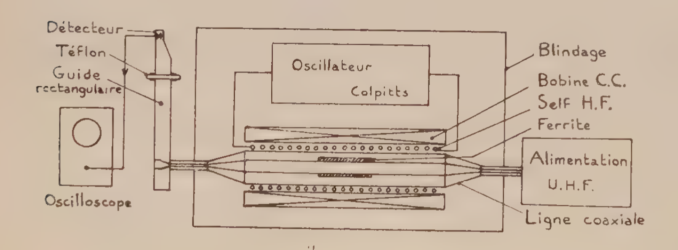


Fig. 1. — Schéma de l'ensemble de l'appareil.

self-inductance du circuit oscillant d'un oscillateur de puissance (500 W) du type Colpitts, et d'une bobine épaisse fournissant le champ directeur (jusqu'à 80 000 At/m). La paroi externe de cette ligne est pourvue de fentes longitudinales, pour permettre au champ magnétique variable de pénétrer à l'intérieur de la ligne. L'ensemble de l'oscillateur et de la ligne coaxiale est placé dans un châssis entièrement blindé et ventilé. La puissance U. H. F. est de l'ordre de 150 mW et la détection du signal de modulation se fait, après une transition « coaxial-guide rectangulaire », par un montage cristal adapté. L'ensemble détecteur est isolé du reste du montage par une plaque en téflon, ce qui a permis d'annuler les signaux parasites de même fréquence que celle de la modulation et transmis par la masse de l'oscillateur et du guide.

Essais et résultats. — Nous avons utilisé des ferrites de caractéristiques suivantes :

— composition moléculaire : 30,8 Fe_2O_3, 5,4 MnO, 49 MgO, 14,8 Al_2O_3 ; induction à saturation à 20 °C :

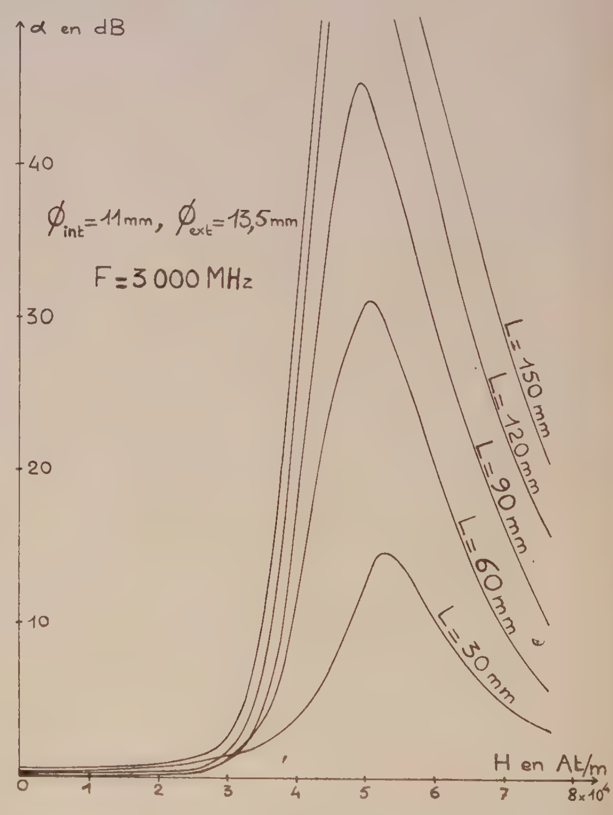


Fig. 2. — Variation de l'absorption en fonction du champ directeur appliqué, pour différentes longueurs de tubes de ferrite.

730 G ; point de Curie : 80 °C ; largeur de ligne ΔH : 90 Oe. Les échantillons se présentent sous forme de petits tubes d'épaisseur 1,25 mm et de longueur 30 mm. Les courbes de la figure 2 nous ont conduit à choisir

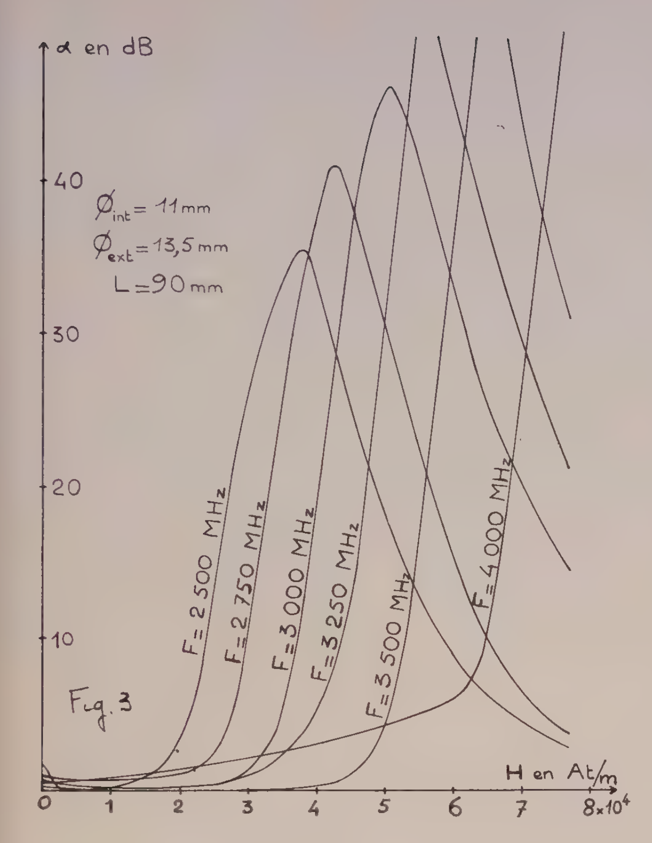


FIG. 3. — Variation de l'absorption en fonction du champ directeur, pour différentes fréquences U. H. F.

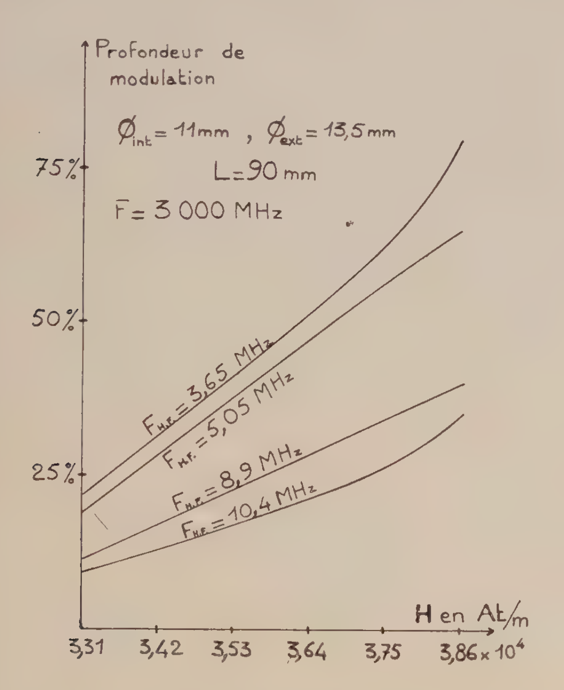


FIG. 4. — Variation de la profondeur de modulation en fonction du champ directeur, pour différentes fréquences de modulation.

une longueur totale de 90 mm. Ces ferrites conviennent à notre application, dans une bande de fréquences s'étendant de 2 500 à 4 000 MHz (*fig.* 3) pour deux raisons : pertes faibles à champ nul et courbe de résonance à flancs raides.

Nous n'avons considéré dans la suite que les signaux modulés purement sinusoïdaux, lorsque la variation de l'absorption est proportionnelle au champ directeur. Nous avons alors obtenu les résultats suivants :

— Pour une onde de fréquence 3 000 MHz, la fréquence de modulation a pu être poussée à 10,4 MHz, avec une profondeur de modulation de l'ordre de 15 %. Pour les fréquences inférieures, la profondeur de modulation atteint effectivement 75 % pour la fré-

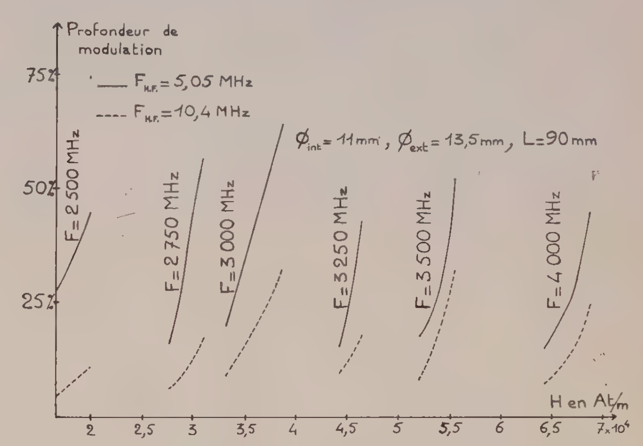


FIG. 5. — Variation de la profondeur de modulation en fonction du champ directeur, pour différentes fréquences U. H. F.

quence de 3,65 MHz, mais une partie de cette amélioration est due à une variation de la puissance de l'oscillateur avec la fréquence, consécutive à une variation du coefficient de surtension du circuit oscillant (*fig.* 4).

— De 2 500 à 4 000 MHz, les profondeurs de modulation restent du même ordre de grandeur, comme le montrent les courbes de la figure 5. Ce modulateur a donc de bonnes performances sur une large bande de fréquences U. H. F.

Des essais seront entrepris avec des ferrites à largeur de ligne plus petite et avec des puissances U. H. F. plus grandes, pour atteindre éventuellement une saturation.

Lettre reçue le 12 juin 1961.

RELAXATION DIPOLAIRE DE L'EAU DANS LES ALUMINATES DE CALCIUM HYDRATÉS DU CIMENT ALUMINEUX

par Jacques LE BOT, Alain RIOPEL et Pierre BOYER
Faculté des Sciences de Rennes.

Les premiers résultats obtenus au cours de l'étude — en spectroscopie hertzienne — des ciments alumineux ont conduit à un rapprochement des phénomènes de

relaxation dipolaire observés sur ces liants et sur certains de leurs constituants hydratés.

1. **Aluminates de calcium hydratés.** — L'aluminate monocalcique hexagonal CAH_{10} (1 CaO, 1 Al_2O_3, 10 H_2O) et l'aluminate tricalcique cubique C_3AH_6 sont deux des principaux produits de l'hydratation des ciments alumineux. Le CAH_{10} semble être le constituant responsable de la cohésion initiale élevée de ce type de liant, le C_3AH_6 paraît être le résultat final d'une évolution favorisée par certaines conditions de conservation (température, hygrométrie, pH), évolution se traduisant par des propriétés mécaniques souvent moins bonnes [3].

Sur des échantillons de ces deux produits, identifiés par leurs spectres de rayons X [5], nous avons détecté des phénomènes de relaxation dipolaire se traduisant par l'apparition de bandes dont les principes caractéristiques sont résumées ci-après :

CAH_{10}		C_3AH_6	
Fréquence	Températures des maxima	Fréquence	Températures des maxima
—	—	—	—
100 Hz	158 °K	100 Hz	221 °K
1 KHz	167 °K	1 KHz	231 °K
10 KHz	179 °K	10 KHz	257 °K
100 KHz	190 °K	100 KHz	280 °K
Énergie d'activation : 0,50 eV		Énergie d'activation : 0,70 eV	

En fait, la soustraction de la conductivité est nécessaire pour situer la position des maxima de la grandeur $(\varepsilon'' + \sigma/\varepsilon_{0\omega})$ intervenant dans le calcul de l'énergie d'activation. Ce calcul graphique a été justifié antérieurement [4] [1].

2. **Ciments alumineux conservés après gâchage à la température ambiante.** — Sur un échantillon de ciment alumineux conservé dans les conditions normales de prise pendant 73 jours après le gâchage, nous avions détecté une bande de relaxation dipolaire [2].

La comparaison des caractéristiques de cette bande (position, énergie d'activation) avec les valeurs indiquées ci-dessus pour le CAH_{10} permet d'attribuer le phénomène observé à la présence de cet aluminate. Cette identité est encore confirmée par une expérience relative à la déshydratation : en maintenant en atmosphère sèche le ciment durci broyé en poudre fine et l'aluminate CAH_{10}, on fait disparaître dans les deux cas la bande de relaxation dipolaire ; cette bande est donc caractéristique d'un même mode de fixation de l'eau dans le liant durci et dans l'aluminate.

Nous avons essayé de retrouver le même phénomène en étudiant un ciment Secar gâché et conservé dans les mêmes conditions (le ciment Secar est un ciment alumineux pur exempt de fer). Les résultats de ces mesures sont beaucoup moins nets étant donné la conductivité extrêmement élevée du produit. Ce phénomène de conductivité, inattendu sur un liant contenant moins d'impuretés que le climat alumineux, mériterait d'être étudié en vue d'une interprétation ; masquant le phénomène de relaxation dipolaire, il n'infirme nullement l'hypothèse, basée sur l'étude radiocristallographique, d'un mode de fixation de l'eau analogue à celui invoqué pour le ciment alumineux.

3. **Ciments alumineux conservés après gâchage à 50 °C sous eau.** — Ce traitement est destiné à accélérer l'évolution du liant et la formation de C_3AH_6 : l'étude radiocristallographique montre en effet qu'au bout de quelques jours le seul constituant hydraté que l'on caractérise est C_3AH_6.

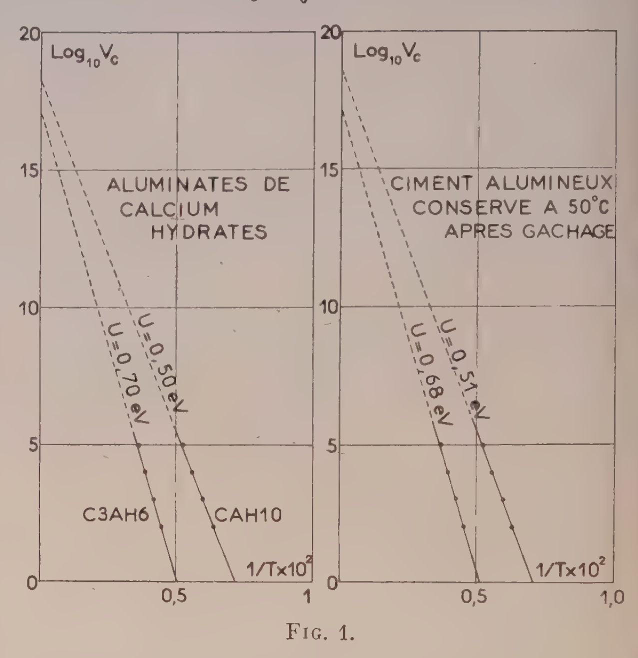


Fig. 1.

Nous avons effectué des étude diélectriques sur un ciment gâché à 25 ou 30 % d'eau après divers temps de conservation dans les conditions indiquées ci-dessus.

3.1. Temps de conservation : 6 jours. — Le tracé de la courbe des variations de l'absorption diélectrique $(\varepsilon'' + \sigma/\varepsilon_{0\omega})$ en fonction de la température fait apparaître, comme on pouvait s'y attendre, une bande de caractéristiques analogues à celle détectée pour C_3AH_6 ; toutefois on observe également avec une remarquable intensité une bande analogue à celle détectée pour CAH_{10} alors que l'analyse radiocristallographique réfute l'existence de ce dernier produit.

3.2. Temps de conservation : 3 jours. — C'est la bande de l'aluminate monocalcique qui apparaît seule dans ces conditions :

Fréquences	Températures des maxima	
—	—	
100 Hz	159 °K	
1 KHz	165 °K	Énergie d'activation :
10 KHz	182 °K	0,45 — 0,50 eV
100 KHz	190 °K	

3.3. Ciment Secar conservé 3 jours a 50 °C sous eau. — Pas plus que dans les conditions de conservation normales, et étant donné la conductivité élevée

du produit, on ne détecte la bande analogue à celle du CAH_{10}. Mais on observe nettement une bande de caractéristiques identiques à celles du C_3AH_6 :

Fréquences	Températures des maxima	
100 Hz	220 °K	
1 KHz	229 °K	Énergie d'activation :
10 KHz	248 °K	0,65 — 0,70 eV
100 KHz	270 °K	

4. **Résultats.** — L'étude des phénomènes de relaxation dipolaire permet par conséquent de déterminer des modes de fixation de l'eau identiques sur les ciments alumineux hydratés d'une part, et sur deux des principaux aluminates de calcium hydratés d'autre part :

Pour les ciments alumineux effectuant leur prise dans les conditions normales, l'eau semble se fixer comme dans l'aluminate monocalcique hexagonal. Si les conditions de conservation sont favorables à la formation d'aluminate cubique, on détecte simultanément les deux modes de fixation de l'eau correspondant à l'aluminate hexagonal et à l'aluminate cubique, même dans les cas où l'étude aux rayons X montre l'absence de l'aluminate CAH_{10}.

Ce résultat n'infirme pas les conclusions de l'étude radiocristallographique : c'est l'un des intérêts de la méthode diélectrique de fournir des renseignements non sur les formes cristallines, mais sur les ordres de grandeur relatifs des forces de liaison des molécules polaires.

Les échantillons des aluminates hydratés et des ciments alumineux nous ont été fournis par M. Rabot, Directeur du Centre de La Jonchère des Ciments Lafarge, avec qui nous avons eu également plusieurs discussions intéressantes.

Lettre reçue le 28 juin 1961.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Gomet (J. C.), Diplôme d'Études Supérieures, Rennes, 1959.
[2] Le Bot et coll., Communication au IXe Colloque Ampère, Pise, 1960.
[3] Lhopitallier, « Les aluminates de calcium et les ciments alumineux ». Communication au 4e Symposium international de la chimie du ciment, Washington, 1960.
[4] Lidiard, « Defects in crystalline solids ». Conférence de Bristol, *Hand. Physik*, 1957, 20.
[5] Rabot (R.), Communication privée.

ÉTUDE DU RAYONNEMENT DE FREINAGE DES ÉLECTRONS DANS LE CAS D'UNE EXCITATION NUCLÉAIRE

Par J. Perez y Jorba,
Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay,
Faculté des Sciences de Bordeaux,

Dans la diffusion des électrons de haute énergie par les noyaux interviennent des processus de rayonnement de freinage associés à une diffusion sous grand angle de l'électron. Il en résulte que, dans le système du centre de masse, l'électron diffusé a une énergie inférieure à celle de l'électron incident même dans le cas d'une diffusion élastique. Pour une énergie incidente donnée E_0 de l'électron et un angle de diffusion β dans le système du laboratoire, on observe un spectre d'énergie des électrons diffusés.

Schiff [1] a calculé le premier ce spectre d'énergies en approximation de Born, c'est-à-dire en partant de la formule de Bethe-Heitler. Il a obtenu une section efficace différentielle :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dk} = \frac{\alpha}{\pi}\left[\operatorname{Log}\left(\frac{2E_0}{m}\sin\frac{\beta}{2}\right) - \frac{1}{2}\right] \frac{1}{k}\left(1 + \frac{E^2}{E_0^2}\right)\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_0) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(E)\right] \quad (1)$$

$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dk}$ est la section différentielle de diffusion d'un électron d'énergie E_0 sous l'angle β, avec émission d'un photon d'énergie comprise entre k et $k + dk$, E est l'énergie finale de l'électron, $k = E_0 - E$. $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_0)$ $\left(\text{ou } \frac{d\sigma}{d\Omega}(E)\right)$ est la section efficace élastique de diffusion d'un électron d'énergie E_0 (ou E). m est l'énergie au repos de l'électron, α la constante de structure fine.

Mais dans ce type de processus le noyau peut aussi être laissé dans un état différent de l'état initial, par exemple dans un état excité. L'étude des spectres de diffusion des électrons nécessite aussi la connaissance de ce genre de phénomènes.

Bounin et Bishop [2] ont proposé une formule semblable à la formule ci-dessus. On a essayé ici de justifier cette formule par une méthode analogue à celle de Schiff.

Soit p_0 et p les quantités de mouvement de l'électron incident et diffusé, k celle du photon émis, θ_0 l'angle entre le photon et l'électron incident, θ l'angle entre le photon et l'électron diffusé, Φ l'angle entre le plan contenant le photon et l'électron incident et le plan contenant le photon et l'électron diffusé. Toutes les quantités de mouvement sont exprimées en unités d'énergie ($C = 1$).

q est le transfert de quantité de mouvement au noyau (vecteur à trois dimensions) exprimé en unités d'énergie, $\underline{q}$ est le transfert de quantité de mouvement, énergie au noyau (vecteur à quatre dimensions) :

$$\underline{q} = (q, i\varepsilon) \quad \text{et} \quad \underline{q}^2 = q^2 - \varepsilon^2$$

où ε est l'énergie d'excitation du noyau.

q^2 est donné par la relation :

$$q^2 = p_0^2 + p^2 - 2p_0 k \cos\theta_0 + 2pk\cos\theta - 2p_0 p(\cos\theta_0\cos\theta + \sin\theta_0 \sin\theta\cos\Phi).$$

La section efficace différentielle de rayonnement de freinage avec excitation du noyau à l'énergie d'excitation ε s'écrit alors :

$$\frac{\alpha Z^2 e^4}{2\pi}\frac{dk}{k}\frac{p}{p_0}\frac{\sin\theta_0\, d\theta_0 \sin\theta\, d\theta\, d\Phi}{\underline{q}^4} \times \left\{ \frac{p_0^2 \sin^2\theta_0[(2E + \varepsilon)^2 - \underline{q}^2]}{(E_0 - p_0\cos\theta_0)^2}\right.$$

$$+ \frac{p^2 \sin^2 \theta[(2E_0 - \varepsilon)^2 - q^2]}{(E - p\cos\theta)^2}$$

$$- \frac{2pp_0 \sin\theta_0 \sin\theta \cos\Phi[(2E_0 - \varepsilon)(2E + \varepsilon) - q^2 + 2k^2]}{(E_0 - p_0\cos\theta_0)(E - p\cos\theta)}$$

$$+ \frac{2k^2(p_0^2 \sin^2\theta_0 + p^2\sin^2\theta)}{(E_0 - p_0\cos\theta_0)(E - p\cos\theta)}\Bigg\} F^2_{\text{in}}(q^2). \quad (2)$$

$F^2_{\text{in}}(q^2)$ est le facteur de forme relatif à l'excitation du noyau à l'énergie d'excitation ε par diffusion inélastique d'électrons avec le quadri transfert q.

La formule précédente est obtenue par intégration sur les directions de la polarisation de la section efficace en fonction de la polarisation :

$$\frac{\alpha Z^2 e^4}{2\pi}\frac{dk}{k}\frac{p}{p_0}\frac{\sin\theta_0 \, d\theta_0 \sin\theta \, d\theta \, d\Phi}{q^4}$$

$$\Bigg\{\Bigg[\frac{(2E + \varepsilon)p_0 \sin\theta_0 \cos\psi}{E_0 - p_0\cos\theta_0}$$

$$- \frac{(2E_0 - \varepsilon)p\sin\theta\cos(\Phi + \psi)}{E - p\cos\theta}\Bigg]^2$$

$$- q^2\left[\frac{p_0\sin\theta_0\cos\psi}{E_0 - p_0\cos\theta_0} - \frac{p\sin\theta\cos(\Phi+\psi)}{E - p\cos\theta}\right]^2$$

$$+ \frac{k^2 q^2 - (k.q)^2}{(E_0 - p_0\cos\theta_0)(E - p\cos\theta)}\Bigg\} F^2_{\text{in}}(q^2)$$

où ψ est l'angle que fait la polarisation du photon avec le plan déterminé par k et p_0 et $k.q$ est un produit scalaire dans l'espace à trois dimensions.

Le calcul fait à partir de la formule (2) est parallèle au calcul de Schiff. Les approximations sont les mêmes. La formule a été obtenue en approximation de Born, de même que la formule de Bethe-Heitler ordinaire. Comme dans le cas élastique, la majeure partie de la section efficace est due à des événements où le photon est émis dans une direction voisine soit de la direction de l'électron incident, soit de celle de l'électron diffusé. Il est supposé ici que l'angle β que fait l'électron diffusé avec l'électron incident est grand par rapport à $\frac{mc^2}{E_0}$ ($E_0 \gg mc^2$ puisqu'on considère des électrons de grande énergie), On peut alors trouver facilement le terme principal où l'on aura un logarithme en facteur comme dans la formule (1). L'approximation faite se traduira par une modification, non pas du coefficient du logarithme, mais de son argument.

Schiff a montré comment évaluer l'argument du logarithme. Schwinger [3] a calculé la probabilité pour que dans une diffusion « quasi élastique » avec émission de photons de très basse énergie, l'électron diffusé ait une énergie supérieure ou égale à E. En « comparant » la formule (1) à la formule de Schwinger, Schiff obtient l'argument du logarithme.

On a aussi supposé que le noyau avait une masse infinie, c'est-à-dire qu'on a négligé l'effet de la vitesse de recul du noyau sur la section efficace, ceci intervenant aussi comme une modification de l'argument du logarithme.

Dans ces conditions on peut procéder à l'intégration de la section efficace différentielle pour des valeurs fixées de p_0, p et de l'angle entre p_0 et p. On voit en examinant la formule (2) que les contributions les plus importantes à l'intégrale proviennent de certaines valeurs de variables pour lesquelles soit $E_0 - p_0\cos\theta_0$, soit $E - p\cos\theta$ est petit comme il a été dit précédemment. On fera donc l'intégration en fixant les valeurs des autres variables de manière à remplir l'une ou l'autre de ces conditions. De plus on gardera simplement les termes contenant des facteurs Log (E_0/m) ou Log E/m et on évaluera l'argument du logarithme par comparaison avec la formule de Schwinger.

Dans le cas où l'on prend θ_0 petit, cas que l'on peut se représenter d'une manière simplifiée en disant qu'il y a rayonnement avant diffusion, la contribution à la section efficace est :

$$\frac{d^2\sigma_1}{d\Omega} = \frac{\alpha Z^2 e^4}{\pi}\frac{dk}{k}\frac{\cos^2\beta/2}{4E_0^2(E+\varepsilon)^2\sin^4\beta/2}$$

$$[E_0^2 + (E+\varepsilon)^2] F^2_{\text{in}}(q_1^2) \times \left[\text{Log}\left(\frac{2E_0}{m}\sin\frac{\beta}{2}\right) - 1/2\right]$$

avec $q_1^2 = 4E(E+\varepsilon)\sin^2\beta/2$.

On peut introduire la section efficace de diffusion inélastique à l'angle β pour un électron incident d'énergie $E + \varepsilon$ et un électron diffusé d'énergie E.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E+\varepsilon, E) = \frac{Z^2 e^4}{4(E+\varepsilon)^2}\frac{\cos^2\beta/2}{\sin^4\beta/2}F^2_{\text{in}}(q_1^2)$$

d'où :

$$\frac{d^2\sigma_1}{d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi}\frac{dk}{k}\frac{d\sigma}{d\Omega}(E+\varepsilon, E)\left[1 + \frac{(E+\varepsilon)^2}{E_0^2}\right]$$

$$\left[\text{Log}\left(\frac{2E_0}{m}\sin\frac{\beta}{2}\right) - \frac{1}{2}\right].$$

Dans le cas du rayonnement après diffusion (θ petit) on obtiendra :

$$\frac{d^2\sigma_2}{d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi}\frac{dk}{k}\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_0, E_0 - \varepsilon)\left[1 + \frac{E^2}{(E_0-\varepsilon)^2}\right]$$

$$\left[\text{Log}\left(\frac{2E_0}{m}\sin\frac{\beta}{2}\right) - \frac{1}{2}\right]$$

la section efficace différentielle pour le processus est donc :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi}\frac{dk}{k}\left[\text{Log}\left(\frac{2E_0}{m}\sin\beta/2\right) - \frac{1}{2}\right]$$

$$\times\left\{\left[1 + \frac{E^2}{(E_0-\varepsilon)^2}\right]\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_0, E_0 - \varepsilon)\right.$$

$$\left. + \left[1 + \frac{(E+\varepsilon)^2}{E_0}\right]\frac{d\sigma}{d\Omega}(E+\varepsilon, E)\right\}.$$

Cette formule est tout à fait similaire à la formule (1) relative au cas où le noyau est laissé dans son état fondamental.

Lettre reçue le 28 juin 1961.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Schiff (L. I.), *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 750.
[2] Bounin (P.) et Bishop (G. R.), Communication au Congrès de Physique Nucléaire de Strasbourg, mai 1961. *J. Physique Rad.* 1961, **22**, 555.
[3] Schwinger (J.), *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 899.

SUR LES RÉACTIONS Cs(γ, p) ET I(γ ,p) A 14,8 ET 17,6 MeV

Par Wilfrid Sébaoun,
Institut du Radium,
Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Orsay.

La réaction (γ, p) sur Cs et I a été observée en bombardant un cristal de CsI avec le rayonnement γ de la réaction ^{7}Li(p, γ). Dans les conditions de cette expérience (énergie des protons 500 keV, direction des rayons γ incidents faisant un angle de 0° avec la direction du faisceau de protons), le rapport des intensités des raies de 14,8 et 17,6 MeV est $I_{14,8}/I_{17,6} = 0{,}59$ [1]. Le cristal était monté sur un photomultiplicateur 53 AVP. Le spectre d'amplitude des impulsions était analysé à l'aide d'un sélecteur à 50 canaux.

La courbe de calibration en énergie du spectromètre a été obtenue à l'aide des protons de la réaction ^{10}B(d, p). La cible mince de ^{10}B (94 μg/cm²) était bombardée par un faisceau de deutons de 600 keV. Les groupes de protons correspondant au niveau fondamental et au premier niveau excité de ^{11}B étaient observés à 90° et ralentis par des écrans d'aluminium d'épaisseur variable. Sur la figure 1 les flèches indiquent les énergies utilisées. La courbe de réponse, une droite passant par l'origine, a été extrapolée au delà de 9 MeV.

La principale difficulté de cette expérience était d'éviter la déformation du spectre d'énergie des photoprotons par l'effet d'empilement des impulsions dues aux électrons projetés. C'est pourquoi il a été nécessaire d'utiliser un cristal de petites dimensions (diamètre 6 mm, épaisseur 0,75 mm) et une faible intensité du rayonnement γ.

Le cristal était monté sur un guide de lumière en polystyrène et recouvert d'un chapeau également en polystyrène. De cette manière, le scintillateur n'enregistrait que les photoprotons de la réaction (γ, p) sur CsI et ceux de la réaction ^{12}C(γ, p) d'énergie maximum 1,7 MeV.

Spectre d'énergie des photoprotons. — Le spectre observé a été corrigé pour tenir compte des protons qui s'échappent du cristal. Le calcul a été fait en supposant que les protons sont émis isotropiquement, approximation suffisante dans les limites de précision fixées par les fluctuations statistiques. La contribution des électrons est nulle à partir de 5,5 MeV. Pour les points situés au-dessous de 5,5 MeV, cette contribution a été soustraite en extrapolant la queue du spectre d'impulsions dues aux électrons, de forme exponentielle.

La figure 1 montre le spectre obtenu. On peut le décomposer en deux groupes d'intensités comparables : un groupe attribuable au processus d'évaporation et un groupe attribuable à l'effet direct. La courbe représentant le groupe des protons d'évaporation a été calculée à l'aide de la formule de la théorie statistique :

$$N(E)\,.\,dE = \text{cte} \times E\,.\,\sigma_c(E)\,.\,w(E_{\max} - E)\,.\,dE.$$

L'expression utilisée pour la densité de niveaux est celle indiquée par Morrison [2] :

$$W(E_{\max} - E) = C.\exp\left\{ a(E_{\max} - E) \right\}^{1/2}$$

où $a = 3{,}4\,(A = 40)^{1/2}$

les valeurs de σ_c sont celles données par Blatt et Weisskopf [3] pour $r_0 = 1{,}5 \times 10^{-13}$ cm.

Étant donné que les noyaux Cs et I ont des propriétés très voisines (césium : $Z = 55$, $A = 133$, seuil de la réaction (γ, p) = 6,46 MeV ; iode : $Z = 53$, $A = 127$, seuil de la réaction (γ, p) = 6,46 MeV) et que les caractéristiques de la réaction (γ, p) sur des noyaux de Z voisins sont en général peu différentes, on peut admettre que les spectres d'énergie des photoprotons, ainsi que les sections efficaces des réactions Cs(γ, p) et I(γ, p) sont sensiblement les mêmes.

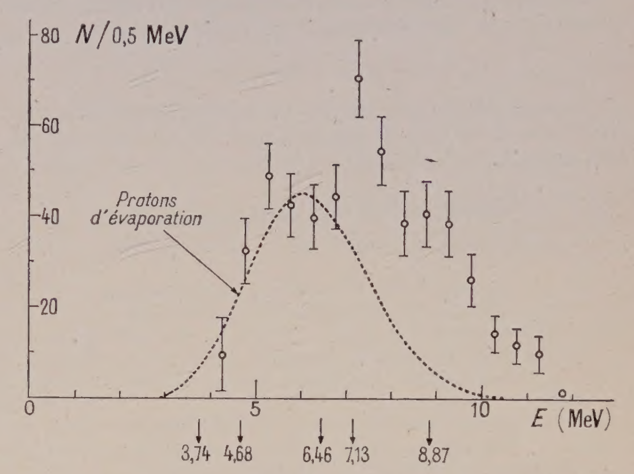


Fig. 1. — Spectre d'énergie des protons des réactions Cs (γ, p) et I (γ, p).

Enfin, le rapport des sections efficaces à 14,8 et 17,6 MeV, égal à 0,25, a été déduit de la courbe de Taylor [4].

Le spectre expérimental montré sur la figure 1 diffère notablement du spectre obtenu par Kesthelyi et Erö [5]. Il est en meilleur accord avec celui de Bormann et Neuert [6].

Section efficace. — Elle a été mesurée de la manière suivante : Une cible constituée par un empilement de disques de cuivre de diamètre 6 mm et d'épaisseur 0,05 mm était irradiée exactement dans les mêmes conditions que le cristal de CsI. La mesure, à l'aide d'un compteur proportionnel 4π, de l'activité β+ du ^{62}Cu produit par la réaction ^{63}Cu(γ, n) permettait de calculer le nombre N_{Cu} d'atomes de ^{62}Cu produits dans une cible contenant ν_{Cu} atomes ^{63}Cu, irradiée par une dose $n'\gamma$ de rayonnement γ. Soit N_p le nombre de photo-protons émis dans le cristal de CsI contenant ν atomes, irradié par une dose n_γ. La section efficace σ_{Cu} de la réaction ^{63}Cu(γ, n) étant connue, la section efficace σ de la réaction (γ, p) sur Cs ou I est donnée par la relation :

$$\frac{N_p}{N_{\text{Cu}}} = \frac{\sigma\,.\,\nu\,.\,n_\gamma}{\sigma_{\text{Cu}}\,.\,\nu_{\text{Cu}}\,.\,n'_\gamma}.$$

La dose de rayonnement γ était mesurée à l'aide d'une chambre d'ionisation reliée à un amplificateur à condensateur vibrant et un intégrateur.

La quantité N_p est donnée par l'expression $N_p = \frac{N'_p}{1 - c}$. N'_p est le nombre de photoprotons perdant dans le cristal une énergie supérieure à 4 MeV (nombre observé). c est la fraction des protons perdant dans le cristal une énergie inférieure à 4 MeV. Si l'on admet que la contribution des protons émis avec une énergie inférieure à 4 MeV est négligeable, c se réduit à la correction d'échappement, égale à 0,13 dans le cas où les protons sont émis isotropiquement.

Nous avons pris pour σ_{Cu} la moyenne des résultats obtenus à l'aide du rayonnement de freinage [7 — 11], soit $\sigma_{Cu} = 80{,}5$ mb.

Les mesures effectuées ont donné pour valeur de la section efficace de la réaction (γ, p) sur Cs et I :

$$\sigma = (1{,}51 \pm 0{,}17) \text{ mb.}$$

L'erreur probable indiquée ne comporte pas l'imprécision sur la valeur de σ_{Cu} adoptée. Ce résultat est en bon accord avec les résultats publiés antérieurement :

Kestelyi et Erö [5]	$\sigma = 1{,}5$ mb.
Bormann et Neuert [6]	$\sigma = 1{,}4$ mb.

Je tiens à remercier M. M. Langevin pour une utile discussion de ce travail.

Lettre reçue le 30 juin 1961.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Stearn (M. B.) et McDaniel (B. D.), *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 450.
[2] Morrison (P.), in Experimental Nuclear Physics (éditeur E. Segré), 1953.
[3] Blatt (J. M.) et Weisskopf (V. F.), Theoretical Nuclear Physics, 1952.
[4] Taylor (R. B.), *Nucl. Physics*, 1960, **19**, 453.
[5] Kesthelyi (L.) et Erö (J.), *Nucl. Physics*, 1958, **8**, 650.
[6] Bormann (M.) et Neuert (H.), *Z. f. Naturf.*, 1959, **14**a, 922.
[7] Diven (B. C.) et Almy (G. M.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 407.
[8] Katz (L.) et Cameron (A. G. W.), *Canad. J. Phys.*, 1951, **29**, 518.
[9] Byerley (P. R.) et Stephens (W. E.), *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 54.
[10] Krohn (V. E.) et Schrader (E. F.), *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 685.
[11] Berman (A. I.) et Brown (K. L.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 83.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 3e trim. 1961. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).